

Der Argon-Exzimer-Laser

Dissertation der Fakultät für Physik der
Ludwig-Maximilians-Universität München

Walter-G. Wrobel

München 1980

1981

DER ARGON-EXZIMER-LASER

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt von
Walter-G. Wrobel
aus Garching

München, den 5.11.1980



1. Gutachter:

Prof. Walther

.....

2. Gutachter:

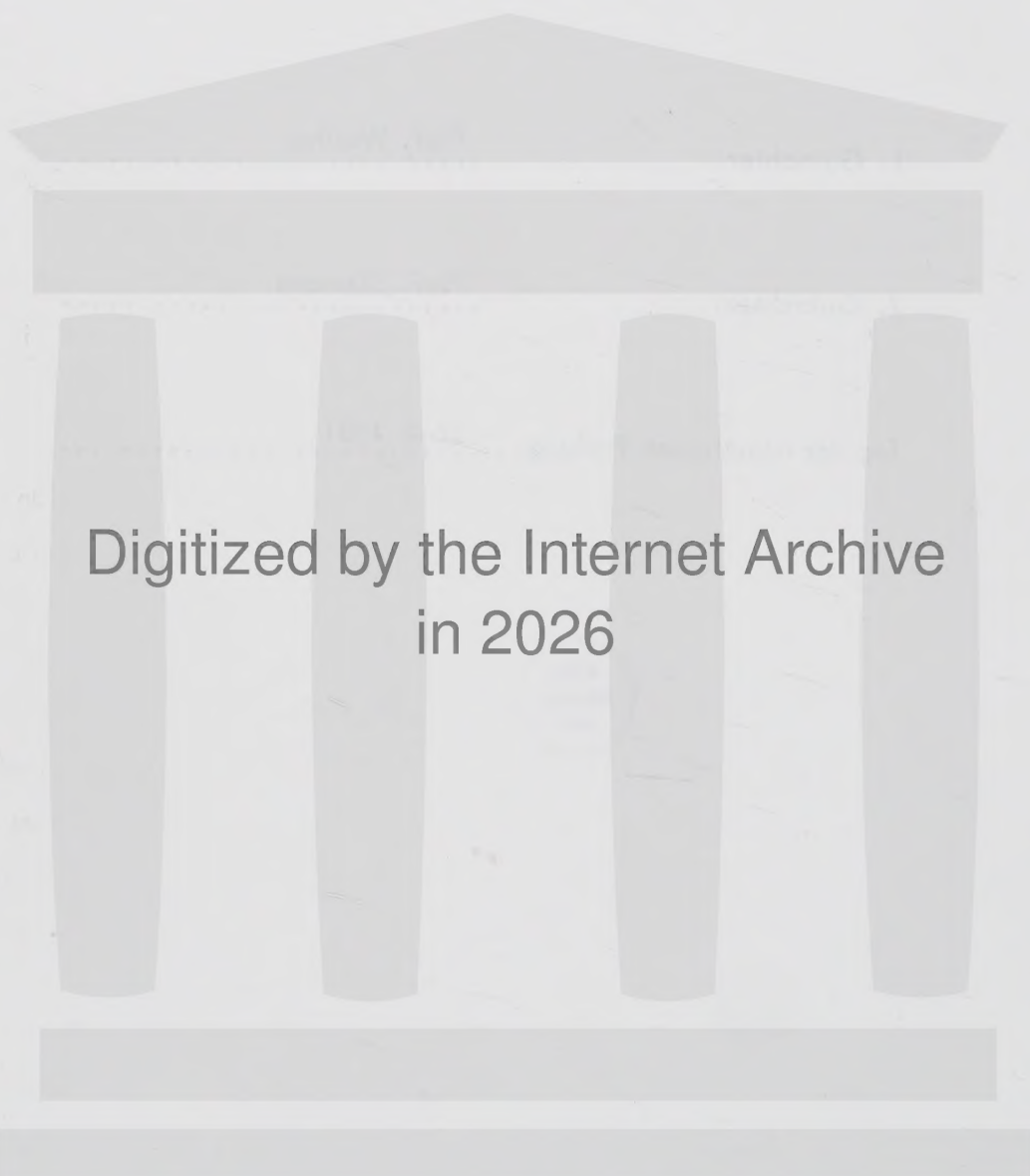
Prof. Sizmann

.....

Tag der mündlichen Prüfung:

26.2.1981

.....



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555210_0041

Zusammenfassung

Der Spektralbereich, in dem kohärente Strahlung erzeugt werden kann, wurde im letzten Jahrzehnt bis ins Gebiet des Vakuum-Ultraviolett (VUV) ausgedehnt. Zwar kann durch die Frequenzvervielfachung sichtbaren Laserlichts schmalbandige VUV-Strahlung erzeugt werden, doch beschränkte die geringe Konversionseffizienz die erzielten Leistungen auf einige Watt.

Leistungen, die um mehrere Größenordnungen höher liegen, erreichten dagegen von relativistischen Elektronenstrahlen gepumpte Exzimer-Laser. Exzimer sind (Edelgas-) Moleküle, die nur im elektronisch angeregten Zustand existieren können und bei ihrem Zerfall ein breitbandiges Kontinuum aussenden, das für Lasertätigkeit verwendet werden kann (Gerardo et al., 1973). Der Xenon-Exzimer-Laser war im VUV bisher der einzige abstimmbare Laser (Bradley et al., 1975).

In der vorliegenden Arbeit wird nun der Exzimer-Laser mit der kürzesten Wellenlänge (126 nm) untersucht und erstmals abgestimmt. Gegenwärtig ist dieser Argon-Exzimer-Laser unter den abstimmbaren Lasern der kurzwelligste überhaupt (Wrobel et al., 1979).

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines Lyman-Alpha-Lasers (121.6 nm) für die Diagnostik von Kernfusionsplasmen. Der in solchen Plasmen vorhandene Untergrund an atomarem Wasserstoff (bzw. Deuterium und Tritium) soll durch die Strahlung dieses Lasers zum Leuchten angeregt werden. Die Intensität des re-emittierten Lichts ist ein Maß für die Dichte der Wasserstoff-Atome, einer Größe, die für das Verständnis der Transportvorgänge im Plasma von entscheidender Bedeutung ist, bisher aber nicht gemessen werden konnte.

Um die für Lasertätigkeit bei einer derart kurzen Wellenlänge notwendige Pumpleistungsdichte von etwa 0.3 GW/cm^3 zu erreichen, wurde eine koaxiale Feldemissionsdiode konstruiert, in der Argon-Gas unter hohem Druck (15 - 65 bar) von relativistischen Elektronen (1.3 MeV, 12.5 kA) angeregt werden kann. In dieser Arbeit wird gezeigt, wie sich in einer solchen Anordnung die Anregungsrate des Gases in einfacher Weise berechnen läßt.

Diese Größe bildet den Ausgangspunkt für ein neuartiges Modell der Argon-Kinetik, das die Vorgänge, die zur Entstehung von Exzimeren führen, im Rahmen einer Folge einzelner Zustände beschreibt. Die Parameter des einzelnen Zustands ergeben sich aus den Teilchen- und Energiebilanzen des vom Elektronenstrahl erzeugten Argon-Plasmas. Die Relaxationszeiten dieses Plasmas sind so kurz, daß diese Bilanzgleichungen mit Hilfe von Stationaritätsbetrachtungen gelöst werden können. Unter Berücksichtigung verschiedener Quench-Prozesse folgt dann nicht nur die Exzimer-Dichte und damit die Besetzungsinversion, sondern auch die Absorption im Laser-Medium als Funktion der Zeit.

Untersuchungen zur verstärkten spontanen Emission bestätigen weitgehend die Voraussetzungen dieses Modells. So beträgt etwa die gemessene Klein-Signal-Verstärkung (bei 126 nm) 0.04 cm^{-1} (20 bar) bis 0.18 cm^{-1} (65 bar). Gleichzeitig ist im Argon-Gas eine Absorption von etwa 0.1 bis 0.15 cm^{-1} vorhanden, deren Ursachen geklärt werden konnten: bei niedrigen Drücken dominiert die Photoionisation von angeregten Ar-Atomen, bei hohen Drücken von Argon-Exzimeren.

Letzter Beleg für die Richtigkeit dieses Modells war, daß es auch das Zeitverhalten eines Laserpulses im Resonator quantitativ korrekt beschreibt. Dabei ist für ein Verständnis des Argon-Exzimer-Lasers wesentlich, daß infolge der relativ kurzen Wellenlänge Sättigungseffekte keine Rolle spielen.

Mit verschiedenen Resonator-Anordnungen gelang es, den Argon-Exzimer-Laser in einem weiten Druckbereich erstmalig reproduzierbar zu betreiben. Die Wellenlänge der Laserstrahlung war, wie erwartet, 126 nm und ihre Linienbreite 1.7 nm.

Da in diesem Bereich des Spektrums die Zerstörungsschwelle von Spiegeln besonders niedrig ist, war es von erheblicher Bedeutung, daß bereits mit unbeschichteten MgF_2 -Platten (Reflexionsgrad 5 %) bei Drücken über 55 bar Lasertätigkeit beobachtet wurde. Der hohe Auskoppelgrad des Laser-Resonators bewirkte, daß sich in der kurzen Zeit der Besetzungsinversion (7 ns) der Laserpuls nur auf eine Leistung von 75 kW aufbauen konnte.

Die höchste Laserleistung (250 kW) wurde mit einem Resonator aus einem 80 %-Spiegel

und einer MgF_2 -Platte als Auskoppellement bei einem Druck von 33 bar erreicht. Bei höheren Drücken (bzw. Laser-Leistungen) traten regelmäßig Schäden am Spiegel auf.

Die niedrigste Schwelle für Lasertätigkeit (0.1 GW/cm^3 bei 15 bar), aber auch die geringste Leistung (ca. 1 kW) wurde mit einem Resonator aus zwei Aluminium-Spiegeln gemessen. Wegen der geringen Auskoppelverluste stieg die Dauer des Laserpulses auf 13 ns, die Leistung war begrenzt durch die hohe Absorption im teildurchlässigen Spiegel, dessen Zerstörungsschwelle besonders niedrig liegt. Dieser Spiegel ist aber zur Laserabstimmung unbedingt erforderlich, wie sich mit Hilfe eines in dieser Arbeit hergeleiteten Kriteriums für die Abstimmbarkeit durch Winkeldispersion zeigen läßt.

Das Prinzip dieser Art von Abstimmung besteht darin, einen Laserspiegel durch ein Element zu ersetzen, das Strahlung je nach Wellenlänge in verschiedene Richtungen zurückwirft. Zunächst wurde dafür ein Beugungsgitter mit 2400 Strichen pro mm eingesetzt, mit der Wirkung, daß die Laserlinie sich auf 0.4 nm einengte (bei 25 bar).

Kippen des Gitters führte dann erstmalig zu einer Abstimmung der Laseremission. Mit zunehmender Verschiebung der Laserlinie mußte der Gasdruck gesteigert werden, um den mit wachsender Verstimung abfallenden Verstärkungsgrad wieder zu erhöhen. Der auf diese Weise erfaßte Abstimmbereich erstreckte sich von 123.2 nm bis 127.4 nm.

Das sowohl die Leistung (ca. 1 kW) als auch den Abstimmbereich begrenzende Element war das Beugungsgitter. Sowohl zur Erweiterung des Abstimmbereichs wie auch zum Erreichen einer höheren Leistung wären Drücke > 36 bar notwendig. Dabei beschädigte aber die verstärkte spontane Emission bereits das Gitter, bevor überhaupt Lasertätigkeit auftrat.

Weitgehend ähnliche Ergebnisse, aber etwas höhere Leistungen (ca. 1.7 kW) wurden mit einem Prisma erzielt, das direkt auf einem Spiegel angebracht war. Diese Kombination hatte eine ähnliche Dispersion wie das Beugungsgitter.

Mit einem Prisma aus LiF zeigte sich, daß dieses Material von intensiver VUV-Strahlung oberflächlich angegriffen und bereits nach wenigen Laserpulsen undurchsichtig wird.

Mit einem Prisma aus MgF_2 , das doppelbrechend ist, wurde Lasertätigkeit auf zwei Linien unterschiedlicher Polarisation im Abstand von 1.3 nm beobachtet. Abstimmung war im Bereich 123.5 nm bis 128.4 nm möglich und durch den teildurchlässigen Spiegel beschränkt.

Die Experimente zeigen, daß es möglich ist, den Argon-Exzimer-Laser abzustimmen. Für Lasertätigkeit bei Lyman-Alpha sollte angestrebt werden, Abstimmverfahren ohne Winkeldispersion zu verwenden. Eine Möglichkeit hierfür ist eine mit molekularem Sauerstoff gefüllte Absorptionszelle im Resonator.

Zusammenfassung	I
Inhaltsverzeichnis	V
1. Einleitung	1
1.1. Laser für das Vakuum-Ultraviolett	1
1.2. Problematik der Plasmadiagnostik mit Lyman-Alpha-Strahlung	4
2. Das Ar_2^* -Exzimer	6
2.1. Potentialkurven von Edelgasmolekülen	6
2.2. Emission der Exzimer	7
2.3. Lasertätigkeit	12
3. Die Feldemissionsdiode	15
3.1. Experimentelle Ergebnisse	16
3.2. Bestimmung der Pumpleistungsdichte	20
4. Kinetik der Ar_2^* -Bildung	23
4.1. Überblick über den Reaktionsablauf	23
4.2. Die Bilanz der Elektronendichte	26
4.3. Die Elektronen-Energiebilanz	29
4.4. Die Exzimer-Dichte als Funktion der Zeit	34
4.5. Absorption der Ar_2^* -Strahlung	41
5. Untersuchung der Ar_2^* -Fluoreszenz	45
5.1. Versuchsaufbau	46
5.2. Experimentelle Ergebnisse: Fluoreszenzspektren	48
5.3. Direkte Verstärkungsmessungen	50
5.4. Bestimmung der Absorption	56
5.5. Zeitlicher Verlauf der verstärkten spontanen Emission	61
6. Lasereperimente (ohne Abstimmung)	63
6.1. Lasertätigkeit im VUV	63
6.2. Das Problem der Laser-Spiegel im VUV	66

7. Laserexperimente mit Abstimmung	77
7.1. Grundlagen der Abstimmung	77
7.2. Das Beugungsgitter	81
7.3. Die Prismen	91
7.4. Zusammenfassung: Abstimmung durch Winkeldispersion	99
8. Schlußfolgerungen	100
8.1. Rückblick	100
8.2. Ausblick	101
Literaturverzeichnis	103
Würdigung	109

1. Einführung

1.1. Laser für das Vakuum-Ultraviolett

Seit der Erfindung des Lasers (1958) gibt es das Bestreben, den spektralen Bereich der Laserstrahlung auszudehnen. Mit der Entwicklung abstimmbarer Farbstofflaser ist es zumindest im Sichtbaren möglich, jeden Energiezustand in diesem Bereich definiert anzuregen und mit zuvor unbekannter Präzision zu vermessen /1/.

Zahlreiche interessante Übergänge liegen aber im Spektralbereich des UV und Vakuum-UV ($\lambda < 200 \text{ nm}$), so z.B. der Lyman-Alpha-Übergang (121.6 nm) des Wasserstoffatoms. Kohärente Strahlung in diesem Bereich kann auch durch optisch nichtlineare Prozesse erzeugt werden, doch sind die erzielten Leistungen wegen der geringen Konversionseffizienz relativ niedrig (typisch: einige Watt).

Die Entwicklung von Lasern mit Wellenlängen unter 200 nm steckt noch in den Kinderschuhen. Weil das Verhältnis der Wahrscheinlichkeiten für stimulierte und spontane Emission umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Frequenz abnimmt, ist es im Vakuum-UV (VUV) um Größenordnungen schwieriger, stimulierte Emission oder gar Lasertätigkeit zu erreichen, als im Sichtbaren.

Den ersten VUV-Laser, der im Prinzip auch abstimmbar ist, entwickelten Basov et.al. /2/, als sie flüssiges Xenon mit einem relativistischen Elektronenstrahl beschossen. Die dabei auftretende breitbandige Emission bei 172 nm wird in gleicher Weise beobachtet, wenn man gasförmiges Xenon anregt.

Diese breitbandige VUV-Strahlung stammt vom Zerfall von Edelgasmolekülen, sogenannten Exzimeren (von engl.: excited dimer) die nur im elektronisch angeregten Zustand existieren können.

Fig. 1 zeigt stark vereinfacht das Prinzip. Zunächst werden angeregte Edelgas-Atome erzeugt ($\textcircled{1} \rightarrow \textcircled{2}$), die sich mit einem Edelgasatom im Grundzustand unter Mitwirkung eines dritten Atoms zu einem Exzimer verbinden ($\textcircled{2} \rightarrow \textcircled{3}$). Das zerfällt unter Emission von Strahlung innerhalb weniger Nanosekunden in zwei sich abstoßende

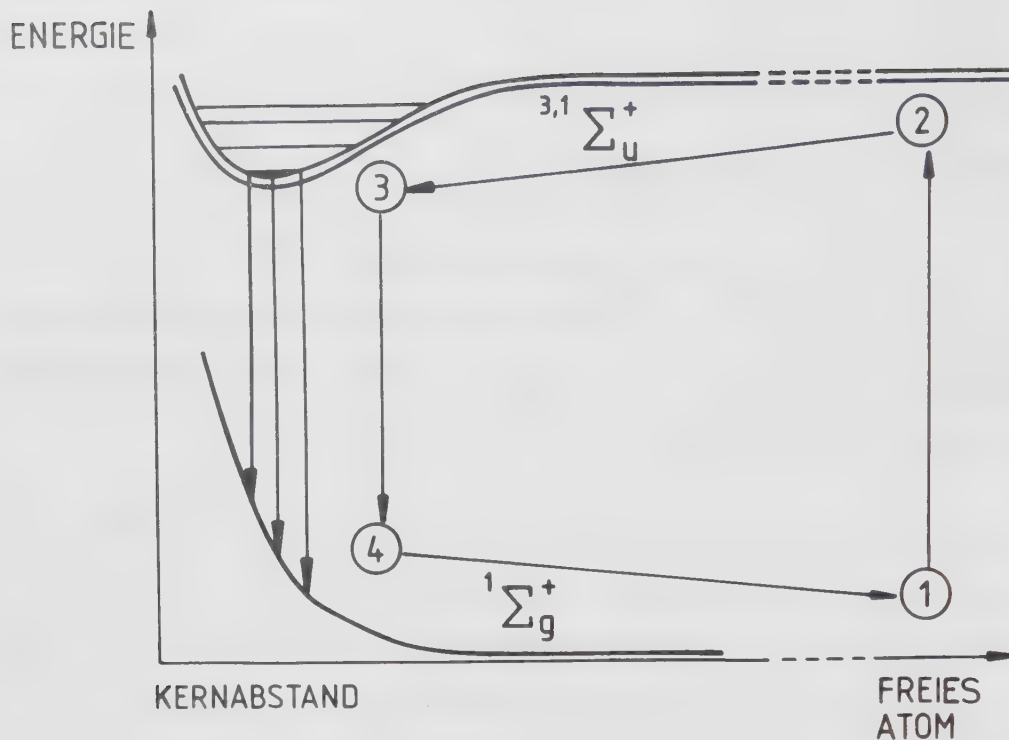


Fig. 1 Prinzip der Exzimer-Emission

Edelgasatome (③ → ④). Weil dieser Zustand ④ sich von selbst entleert, bedeutet die bloße Existenz von Exzimeren eine Besetzungsinversion zwischen den Zuständen ③ und ④, die für Lasertätigkeit ausgenutzt werden kann.

Daß es Exzimer gibt, ist seit langem bekannt. Bereits Finkelburg /3/ erwähnte 1938 das He_2^* -Kontinuum. In den 50er Jahren entwickelte dann Tanaka /4/ eine noch heute benutzte Gasentladungslampe, die bevorzugt Exzimerstrahlung emittiert.

Exzimer zur Erzeugung von Laserstrahlung zu benutzen, ist erstmals 1960 von Houtermans /5/ nach der Entdeckung des Laserprinzips durch Schawlow und Townes /6/ vorgeschlagen worden. Leider waren seine Überlegungen vorerst nicht realisierbar, denn die notwendigen Pumpleistungen, die für einen VUV-Laser erforderlich sind, standen nicht zur Verfügung.

Erst die in den 60er Jahren entwickelten Elektronenstrahlkanonen vermochten sie aufzubringen. Ursprünglich konzipiert, um intensive Röntgenblitze zu erzeugen, verwendete sie Basov für VUV-Laser. Die Verwendung flüssiger Edelgase erwies sich als nicht zweckmäßig.

Die fortlaufende Geschichte der Exzimer-Laser beginnt vielmehr mit Koehler et.al. /7/, die ab 1974 außerordentlich sorgfältig die Fluoreszenz von Xenon-, Krypton- und Argon-Gas bei Anregung mit Elektronenstrahlen untersuchten. Im gleichen Jahr konnten fast gleichzeitig drei Gruppen /8 - 10/ erstmals Lasertätigkeit in Xenon nachweisen, kurz darauf auch in Krypton (146 nm) /11/.

Wesentlich schwieriger war und ist es, Lasertätigkeit in Argon (126 nm) zu erzielen. Zwar gelang dies Hughes et.al. /12/ bereits 1974, aber nur mit enormem Aufwand. Die Größe der Elektronenkanone und die Tatsache, daß nach jedem Schuß die Laserspiegel defekt waren, sorgten dafür, daß ihre kurze Veröffentlichung über den Ar_2^* -Laser die einzige blieb.

Die bei diesen ersten Experimenten verwendeten Elektronenkanonen waren für den Laserbetrieb nicht ausgelegt, ein Nachteil, der durch besonders hohe Pumpleistungen ausgeglichen werden mußte. Es war ein Fortschritt, als Bradley et al. /13/ mit einer Elektronenstrahlkanone im Labormaßstab Xe_2^* -Laserleistungen von einigen MW erzielten. Bald darauf gelang ihnen auch die Abstimmung des Xenon-Lasers in ihrer neuartigen coaxialen Anordnung /14/.

Das war der Stand der Forschung, als 1977 die vorliegende Arbeit am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Angriff genommen wurde. Ihr langfristiges Ziel ist die Entwicklung eines Lyman-Alpha-Lasers (121.6 nm), der für die Diagnostik von Kernfusionsplasmen eingesetzt werden kann.

1.2. Problematik der Plasmadiagnostik mit Lyman-Alpha-Strahlung

Auf dem Gebiet der Fusionsforschung sind in den letzten Jahren so erhebliche Fortschritte erzielt worden, daß das Ziel, die kontrollierte Verschmelzung von Deuterium- und Tritiumkernen, offenbar in greifbare Nähe gerückt ist. In Anlagen vom Tokamak-Typ gelang es, toroidale Plasmen mit einem Durchmesser von bis zu einem Meter entweder auf Temperaturen von 60 Mill. K aufzuheizen, oder die Plasmadichte bis auf $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ zu steigern. Könnte man diese Daten gleichzeitig erreichen, dann wären die Fusionsreaktionen in einem Deuterium-Tritium-Plasma bereits so zahlreich, daß sich das Plasma selbständig erhitzen ("zünden") würde.

Ein ernstes Hindernis für die weitere Entwicklung ist aber, daß das Zusammenspiel der zahlreichen Prozesse, die im Plasma ablaufen, nur äußerst unvollkommen bekannt ist. Wesentliche Eigenschaften des Plasmas konnten bisher entweder überhaupt nicht, oder nur ungenau gemessen werden.

Eine dieser Größen ist die Restdichte an neutralen Teilchen. Obwohl der Anteil nicht-ionisierten Wasserstoffs im Plasma äußerst gering ist (vermutlich 10^{10} cm^{-3} am Rand, 10^7 cm^{-3} im Zentrum), bestimmen diese Wasserstoffatome doch den Teilchentransport. So ist z.B. die Elektronendichte, die sich in einem Tokamak einstellt, das Ergebnis zweier konkurrierender Prozesse. Einerseits findet durch Diffusion zur Wand ein ständiger Verlust von geladenen Teilchen statt, andererseits strömt Neutralgas in das Plasma und wird dort ionisiert. Um einen stationären Betrieb aufrechtzuerhalten, müssen die verlorengegangenen Elektronen ständig durch die Ionisation neutralen Wasserstoffs im Plasma ersetzt werden ("Recycling"). Da die Ionisationsrate proportional zur Elektronen- und Neutralgasdichte ist, kann man diesen Quellterm für die Elektronen nur dann lokal angeben, wenn man zu dem (i.A. bekannten) Elektronendichteprofil auch das Profil der Neutralgasdichte kennt.

Darüberhinaus waren die Erfolge der letzten Zeit nur möglich durch die Nachfüllung von Wasserstoffgas während der Entladung, sowie die zusätzliche Injektion energiereicher Wasserstoffatome zur Heizung des Plasmas. Auch hier ist eine genaue Kenntnis der Neutralgasdichte entscheidend für ein Verständnis der Wirksamkeit dieser beiden Verfahren.

Eine ausführliche Diskussion vorgeschlagener Diagnostikmethoden /15/ hat ergeben, daß nur ein einziges Verfahren die Aussicht bietet, die Neutralgasdichte mit genügender Genauigkeit und hoher Zeit- und Ortsauflösung zu messen. Dies ist das Verfahren der Lyman-Alpha-Resonanzfluoreszenz.

Dabei regt das Licht einer kohärenten Lyman-Alpha-Quelle selektiv die Wasserstoffatome im Plasma zur Emission von Lyman-Alpha-Strahlung an. Die Intensität dieser Strahlung wird gemessen; sie ist ein Maß für die Neutralgasdichte.

Detaillierte Abschätzungen /15/ zeigen aber, daß ein erfolgreiches Laser-Streuexperiment im Zentrum eines Tokamak-Plasmas mehr als 100 kW Laserleistung erfordern würde. Die Bandbreite der Strahlung sollte unter 0.5 nm liegen, die Dauer des Pulses etwa 5 ns betragen.

Eine Möglichkeit, einen solchen Laser zu entwickeln, ist, den Ar_2^* -Laser auf diese Wellenlänge abzustimmen. Deshalb lautete die Aufgabenstellung dieser Arbeit:

- a) den Ar_2^* -Laser zunächst besser zu verstehen und weiter zu entwickeln
- b) den Laser abzustimmen
- c) und zwar möglichst auf 121.6 nm.

Die Untersuchung begann mit Vorexperimenten bei der Projektgruppe für Laserforschung /16/ mit genau jener Anordnung, die Bradley für seine so erfolgreichen Xe_2^* -Experimente entwickelt hatte. Es gelang weder, Lasertätigkeit in Argon nachzuweisen, noch überhaupt Anzeichen von Verstärkung zu finden. Deshalb wurden die Experimente im IPP fortgesetzt mit einer besser angepaßten Anlage und einer verbesserten Feldemissionsdiode zur Elektronenstrahlerzeugung.

Im Verlauf der nun folgenden Untersuchungen gelang es, mit verschiedenen Resonator-Konfigurationen Lasertätigkeit in Argon in einem weiten Parameterbereich nachzuweisen. Erstmals war es möglich, den Ar_2^* -Laser abzustimmen, der nun, mit einem Abstimmbereich von 123.2 nm bis 128.4 nm, der abstimmbare Laser mit der kürzesten Wellenlänge ist /17/. Abstimbare Strahlung noch kürzerer Wellenlänge kann nur mit Hilfe optisch nichtlinearer Verfahren erzeugt werden.

2. Das Ar_2^* -Exzimer

2.1. Potentialkurven von Edelgasmolekülen

Alle Edelgasatome im Grundzustand haben abgeschlossene Elektronenschalen (Argon: $3p^6$). Abgesehen von schwachen Van-der-Waals-Kräften stoßen sie sich deshalb ab. Der Rumpf eines angeregten Edelgasatoms kann dagegen durch Valenzkräfte anziehend auf ein Atom im Grundzustand wirken. Dadurch können sich Edelgasmoleküle (Exzimer) bilden. Im Fall des Argon beträgt die Bindungsenergie $0.617 \text{ eV} / 18/$.

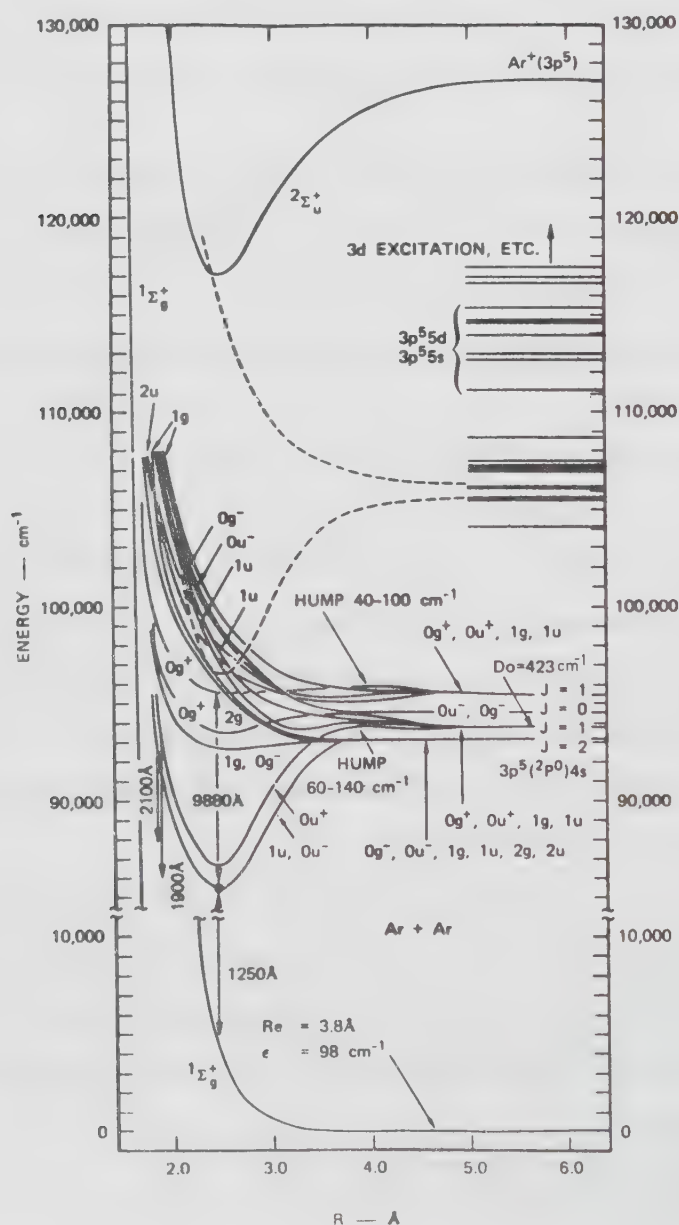


Fig. 2 Berechnete Potentialkurven für $\text{Ar} + \text{Ar}$ nach /19/.

Fig. 2 zeigt einen Ausschnitt aus der Vielzahl der Argon-Potentialkurven /19/. Neben dem Grundzustandspotential von $\text{Ar} + \text{Ar}$ sind nur die Potentiale der beiden ersten angeregten Zustände experimentell bekannt /20/. Wie noch gezeigt werden wird, sind auch nur diese Zustände für Lasertätigkeit von Bedeutung. Sie sind deshalb in Fig. 3 nochmals gesondert dargestellt. Ihr Potentialminimum liegt bei einem Kernabstand von 0.233 nm . Dort lassen sich die Potentialkurven gut durch Parabeln ersetzen. Diesem harmonischen Potential entspricht ein Vibrationsquant mit einer Energie von 37 meV .

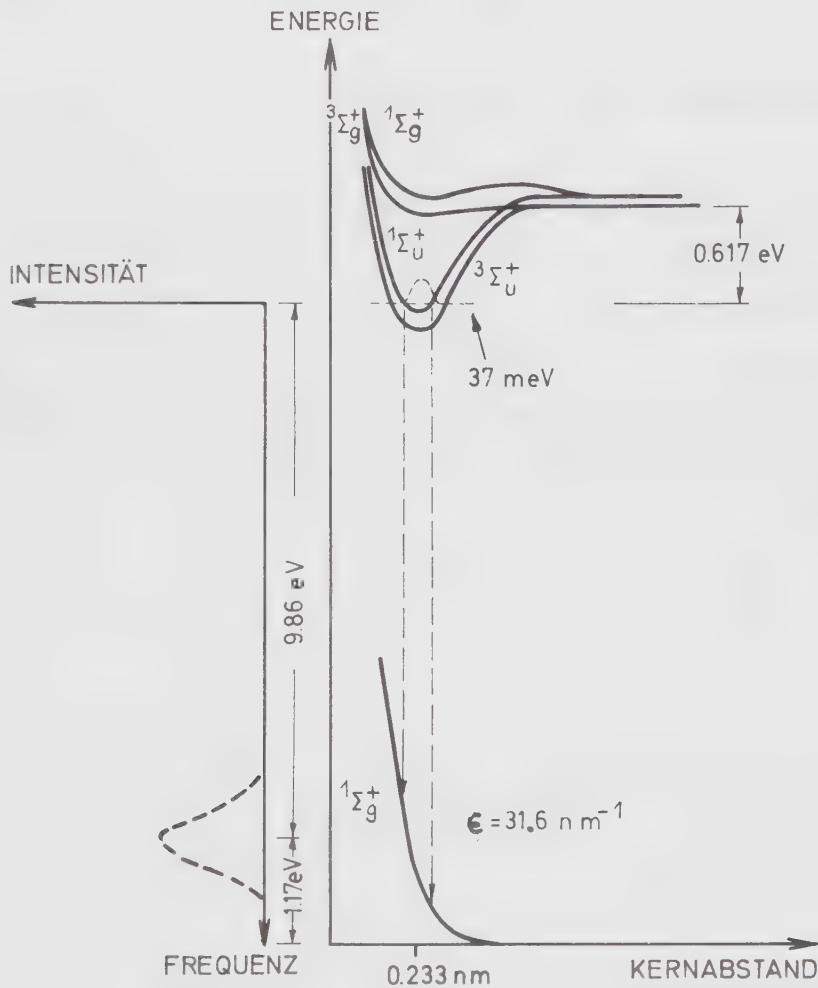


Fig. 3 Die für Lasertätigkeit wichtigen $\text{Ar} + \text{Ar}$ -Potentialkurven

2.2. Emission der Exzimer

Die Zustände der Exzimer ergeben sich als spezielle Lösungen der Schrödinger-Gleichung für zwei Edelgasatome. In der Born-Oppenheimer-Näherung läßt sich die Wellenfunktion des Moleküls aufteilen in drei Faktoren:

- 1) Eine vom Kernabstand bestimmte Wellenfunktion der Elektronenhülle. Diese Funktion bestimmt die Auswahlregeln für die Emission von Strahlung und über die spontane Lebensdauer die absolute Linienintensität.
- 2) Eine Wellenfunktion der Molekülschwingungen, die wiederum vom Zustand der Elektronenhülle abhängt und die spektrale Form der Emission bestimmt.
- 3) Eine Rotationswellenfunktion. In dem hier interessierenden Druckbereich (> 10 bar) ist aber die stoßfreie Zeit erheblich kürzer als die Rotationsperiode, so daß die Rotationsniveaus vollkommen verwischt werden.

Zunächst zur Wellenfunktion der Elektronenhülle.

Die Auswahlregeln werden bestimmt von der Art, in der die Drehimpulse und Spins der Edelgasatome wechselwirken. Edelgasmoleküle werden meist mit Hilfe des sogenannten Hund'schen Kopplungsfalls (a) beschrieben [21]. Danach bilden die Bahndrehimpulse und Spins der Elektronenhüllen zunächst zwei resultierende Drehimpulse $\vec{L}$ und $\vec{S}$. Erhaltungsgrößen sind dann die Projektionen Λ, Σ von $\vec{L}$ und $\vec{S}$ auf die Symmetrieachse, die Verbindungsline der beiden Atomkerne (Fig. 4).

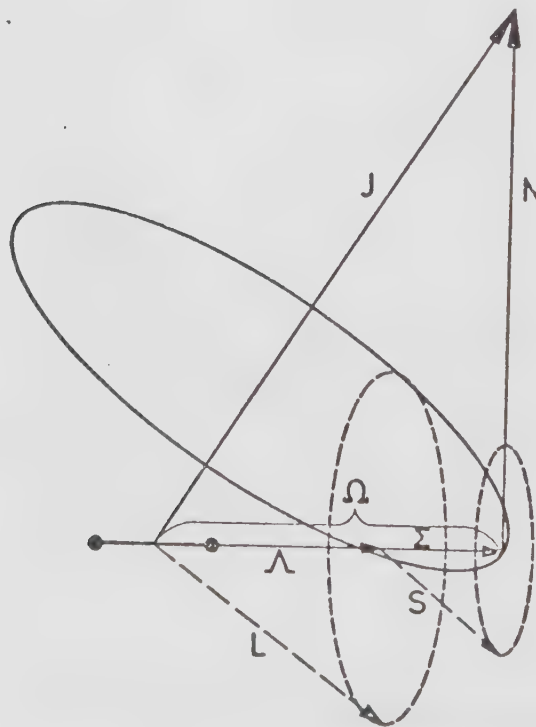


Fig. 4 Drehimpulskopplung in Edelgas-Exzimeren (Hund'scher Kopplungsfall (a)) [21]

Je nach Projektion Λ des Bahndrehimpulses werden die Zustände als

$$\Sigma, \pi, \Delta \dots (\Lambda = 1, 2, 3 \dots) \quad (1)$$

bezeichnet. Die Projektion Σ des Spins $\vec{S}$ wird durch die Multiplizität des Terms erfaßt und als Index an $\Sigma, \pi \dots$ usw. angebracht. (Diese doppelte Nutzung des Buchstabens Σ ist in der Literatur leider üblich). Λ und Σ bilden dann zusammen mit dem Drehimpuls $\vec{N}$ der Molekülrotation den Gesamtdrehimpuls $\vec{J}$.

In homonuklearen Molekülen wie den Edelgas-Exzimeren können diese Energieterme noch weiter klassifiziert werden: wechselt die Elektronenwellenfunktion bei einer Inversion am Molekülmittelpunkt ihr Vorzeichen, dann wird der entsprechende Zustand als ungerade (u) bezeichnet, andernfalls als gerade (g).

Bei Σ -Zuständen gibt es eine zusätzliche Symmetrie. Ändert die elektronische Wellenfunktion bei Spiegelung an einer Ebene durch die Kernverbindungsline ihr Vorzeichen, dann wird dieser Term mit (-), andernfalls mit (+) bezeichnet.

So hat z.B. der Grundzustand des Ar + Ar die Bezeichnung $^1\Sigma_g^+$.

Als Auswahlregeln erhält man:

$$\Delta\Lambda = 0, \pm 1 (0 \leftrightarrow 0) \quad (2)$$

$$\Delta\Sigma = 0 \quad (3)$$

Für homonukleare Moleküle gilt:

$$u \leftrightarrow g, u \leftrightarrow u, g \leftrightarrow g \quad (4)$$

und für Σ -Zustände zusätzlich:

$$\Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^+, \Sigma^- \leftrightarrow \Sigma^-, \Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^- \quad (5)$$

Die Tatsache, daß nur der Übergang $^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ erlaubt ist, während der Übergang $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ im Rahmen der Dipolnäherung verboten ist, ist von erheblicher Bedeutung für Exzimer-Laser. Die Besetzung in $^1\Sigma_u^+$ steht für Lasertätigkeit zur Verfügung, während $^3\Sigma_u^+$ nur an Verlustprozessen teilnimmt.

Der Vollständigkeit halber muß erwähnt werden, daß manchmal auch der Hund'sche Kopplungsfall (c) verwendet wird. $\vec{L}$ und $\vec{S}$ koppeln dann zu $\vec{J}_a = \vec{L} + \vec{S}$. Nach Mulliken werden die Zustände dann entsprechend der Komponente von $\vec{J}_a$ entlang der Symmetrieachse einfach als 0, 1/2, 1 Zustände bezeichnet (z.T. ist das in Fig. 2 geschehen).

Die Vibrationswellenfunktion bestimmt die spektrale Form der Emission.

Nach dem Franck-Condon-Prinzip erfolgt der Übergang eines Elektrons zwischen zwei elektronischen Zuständen so schnell, daß die Atomkerne davor und danach die gleiche Lage und Geschwindigkeit haben. Anschaulich sind also im Potentialdiagramm (Fig. 3) nur senkrechte Übergänge möglich. Die Emission und Absorption bei einer bestimmten Energie (d.h. einem bestimmten Kernabstand) sind proportional zum Produkt der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten in den oberen und unteren Vibrationszuständen.

Im angeregten Zustand $^1\Sigma_u^+$ erfolgt die Schwingung in einem annähernd harmonischen Potential mit einem Vibrationsquant von 37 meV. Bei Zimmertemperatur (25 meV) ist praktisch nur der unterste Zustand besetzt, dessen Wellenfunktion ein Hermite-Polynom 0-ter Ordnung, eine Gaußfunktion, ist, deren Absolut-Quadrat gerade die Aufenthaltswahrscheinlichkeit ergibt.

Das Potential des Grundzustandes ist dagegen exponentiell repulsiv:

$$V(R) = V_0 \exp[-\epsilon(R - R_e)] \quad (6)$$

Die Eigenwerte haben ein kontinuierliches Spektrum, und die Eigenfunktionen gehen für große Kernabstände asymptotisch in Kugelwellen über. Sie beschreiben also Zu-

stände, bei denen die Atome auseinanderfliegen. Direkt unterhalb des Potentialminimums der angeregten Zustände bei $R_e = 0.233 \text{ nm}$ besitzt das repulsive Potential des Argon einen Wert von $V_0 = 1.17 \text{ eV}$. Die Steilheit des Potentials ist $\epsilon = 3.16 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$ /22/. Da bei Drücken $> 1 \text{ bar}$ die Vibrationsrelaxation durch Stöße mit Argon-Atomen schneller ist als die spontane Emissionsrate, sind diese Zustände entsprechend einer Maxwell-Verteilung besetzt: sie sind praktisch leer, und die emittierte Exzimer-Strahlung wird nicht absorbiert.

Die Form des Exzimer-Spektrums wird nun bestimmt vom Franck-Condon-Faktor für den Übergang aus dem untersten Vibrationszustand des $^1\Sigma_u^+$ -Zustands auf das (näherungsweise lineare) repulsive Grundzustandspotential: dies ist wieder eine Gaußfunktion. Anschaulich ausgedrückt: die normalisierte Linienform $g(\nu)$ ergibt sich als Projektion der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im oberen Zustand auf das Grundzustandspotential.

Mies /23/ hat gezeigt, wie sich mit Hilfe der Linienform $g(\nu)$ der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission σ_{stim} berechnen läßt. σ_{stim} ist definiert über die Kleinsignalverstärkung

$$\alpha(\nu) = N^* \sigma_{\text{stim}}(\nu) \quad (7)$$

die das räumliche Anwachsen der Strahlungsintensität $I(\nu)$ bei der Frequenz ν beschreibt:

$$\frac{dI(\nu)}{dz} = \alpha I(\nu) \quad (8)$$

N^* ist die Anzahldichte der verstärkenden Spezies. Als Resultat einer etwas langwierigen Rechnung ergibt sich ein einfaches Ergebnis /23/:

$$\sigma_{\text{stim}} = \lambda^2 \frac{A_{34}}{8\pi} h g(\nu) \Big|_{\nu(R)} \quad (9)$$

Dabei bedeutet der Index $\nu(R)$, daß der Frequenz ν immer ein bestimmter Kernab-

stand R entspricht, bei der dieser Ausdruck auszuwerten ist. λ ist die Wellenlänge der Emission und A_{34} die spontane Emissionsrate des Übergangs $^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$.

Für Argon ergibt sich daraus als Spitzenwert ($g(\nu) = 1$) des Wirkungsquerschnittes σ_{stim} :

$$\sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} \cdot \Delta\nu = 1.0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad (10)$$

Dabei sind neben der Linienbreite $\Delta\nu$ der Exzimer-Emission ausschließlich berechnete Werte für die Potentialparameter eingesetzt worden. Werte ähnlicher Größenordnung erhält man auch für Krypton und Xenon.

Daß ein Exzimer-Laser abstimbar ist, liegt an der homogenen Verbreiterung: alle Exzimer, die strahlen, befinden sich im gleichen (Vibrations-) Zustand. Erfolgen durch stimulierte Emission bevorzugt Übergänge bei einer bestimmten Energie innerhalb des Exzimer-Kontinuums, dann wird dieses "Loch" innerhalb einer Vibrationsperiode ($\approx 10^{-12}$ s) wieder aufgefüllt. So kann im Prinzip die gesamte Emission in eine einzige, schmale Laserlinie komprimiert werden.

2.3. Lasertätigkeit

Über die Theorie des Lasers existiert eine reichhaltige Literatur /24/. In der einfachsten Näherung läßt sich ein Laserpuls in einem Resonator, dessen Länge wesentlich größer ist als sein Durchmesser, mit Hilfe eindimensionaler Strahlungstransportgleichungen beschreiben:

$$\frac{\partial \phi_+}{\partial t} + c \frac{\partial \phi_+}{\partial z} = \alpha(t) c \phi_+ + S(t) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \phi_-}{\partial t} - c \frac{\partial \phi_-}{\partial z} = \alpha(t) c \phi_- + S(t) \quad (12)$$

ϕ_+ , ϕ_- sind die Photonendichten der sich in $+z$ und $-z$ -Richtung ausbreitenden Laserstrahlung, $\alpha(t)$ ist die Kleinsignal-Verstärkung und $S(t)$ ein Antriebsterm, der den Aufbau des Pulses aus der spontanen Emission beschreibt. Alle diese Größen sind von Ort

z und Frequenz ν abhängig, so daß für jede Frequenz ν ein Paar von Gl. (11) - (12) existiert. Ist im verstärkenden Medium noch eine Absorption $\beta(t)$ vorhanden, dann muß $\alpha(t)$ durch $\alpha(t) - \beta(t)$ ersetzt werden.

Die Gleichungspaare (11) - (12) werden auf zwei Arten miteinander verkoppelt. Zunächst durch die Spiegel an den Orten $z = 0$ und $z = L_R$ mit Reflexionsgraden R_1 , R_2 . Die Spiegel werden in Form der Randbedingungen

$$\phi_+(0) = R_1 \phi_-(0) \quad (13)$$

$$\phi_-(L_R) = R_2 \phi_+(L_R) \quad (14)$$

berücksichtigt.

Außerdem durch eine Gleichung, die den Abbau der Inversion durch stimulierte Emission beschreibt und daneben noch Stöße und spontane Emission mit einer Gesamtrate C_{21} berücksichtigt:

$$\frac{\partial \alpha(t)}{\partial t} = -\alpha(t) c \int_0^\infty \sigma_{\text{stim}} (\phi_+ + \phi_-) d\nu - C_{21} \alpha(t) \quad (15)$$

Gl. (15) koppelt alle Gleichungspaare (11) - (12) miteinander und beschreibt so eine Sättigung des Pulses mit zunehmender Laserintensität.

Ein Kriterium für die dazu notwendige Laserintensität ist die Forderung, daß die Inversion überwiegend durch stimulierte Emission abgebaut wird:

$$\alpha(t) c \int_0^\infty \sigma_{\text{stim}} (\phi_+ + \phi_-) d\nu > C_{21} \alpha(t) \quad (16)$$

Für die dazu notwendige Laserintensität

$$I_L = (\phi_+ + \phi_-) ch\nu \quad (17)$$

im Resonator ergibt sich mit

$$\int_0^\infty \sigma_{\text{stim}} (\phi_+ + \phi_-) d\nu \approx \sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} (\phi_+ + \phi_-) \Delta\nu \quad (18)$$

schließlich

$$I_L \geq \frac{C_{21} h \nu}{\sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} \cdot \Delta \nu} \quad (19)$$

Wie sich in Kap. 4 bei der Behandlung der Ar_2^* -Kinetik zeigen wird, werden die Exzimer vorwiegend durch Stöße zerstört, was zu einer Zerfallsrate von

$$C_{21} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1} \quad (20)$$

führt. Damit wird

$$I_L \geq 60 \text{ MW/cm}^2 \quad (21)$$

Solche Intensitäten wurden in dieser Arbeit auch nicht annähernd erreicht. Laserspiegel werden bereits bei wesentlich niedrigeren Leistungsdichten defekt, und dielektrische Oberflächen haben so geringe Reflexionsgrade, daß sich ein Laserpuls in der verfügbaren Zeit der Besetzungsinversion nicht auf so hohe Leistungen aufbauen kann (vgl. Kap. 6). Absorption im verstärkenden Medium erhöht den Wert von I_L .

Deshalb wird im folgenden der Einfluß der stimulierten Emission in Gl. (15) vernachlässigt. Das hat zur Folge, daß die Gl. (11) - (12) entkoppelt werden, was ihre Behandlung wesentlich erleichtert. Der Aufbau des Laserpulses läßt sich nun direkt berechnen aus den zeitabhängigen Größen $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $S(t)$. Diese Größen ergeben sich aus der Form des Elektronenstrahlpulses, der im nächsten Kapitel behandelt wird, und Rechnungen zur Ar_2^* -Kinetik (Kap. 4).

Das Ergebnis dieser Rechnungen kann schließlich durch Messungen der verstärkten spontanen Emission experimentell bestätigt werden (Kap. 5). Eine Diskussion der Form von $S(t)$ wird schließlich eine Erörterung der Laserexperimente einleiten. Die folgenden Abschätzungen sollen dazu als Wegweiser dienen.

Wegen der Laufzeit des Lichts sind bei Pulsdauern im Nanosekunden-Bereich Laser-

Resonatoren auf Abmessungen von etwa 10 bis 50 cm beschränkt. Damit sich in der kurzen Zeit der Besetzungsinversion ein Laserpuls aufbauen kann, sind üblicherweise Verstärkungsgrade von etwa 0.1 cm^{-1} notwendig, die zu einer Verstärkung pro Durchlauf von 2.718 (10 cm) bis 148.4 (50 cm) führen. Ein Verstärkungsgrad von 0.1 cm^{-1} erfordert eine Ar_2^* -Dichte von

$$\left[\text{Ar}_2^* \left({}^1\Sigma_u^+ \right) \right] = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (22)$$

wenn alle Absorptionsprozesse vernachlässigt werden.

Da die Strahlungslebensdauer des Argon-Exzimers 2.1 ns beträgt, strahlen $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ Exzimer spontan eine VUV-Lichtleistung von 7.5 MW/cm^3 ab. Bei einer typischen Effizienz für die Umwandlung von im Gas absorbierte Elektronenstrahlenergie in VUV-Strahlung von etwa 1-5 % erfordert allein das Aufrechterhalten einer solchen Dichte eine Pumpleistung von 0.2 GW/cm^3 .

3. Die Feldemissionsdiode

Wie ist es möglich, eine Anregungsdichte von $> 0.2 \text{ GW/cm}^3$ zu erreichen und sie für einige Nanosekunden über eine Länge von mehreren zehn Zentimetern aufrecht zu erhalten? Dazu war es notwendig, eine verbesserte Feldemissionsdiode zu entwickeln, die mit Beschleunigungsspannungen und Elektronenströmen arbeitet, wie sie in koaxialen Dioden nie zuvor verwendet wurden.

In diesem Kapitel wird kurz die Arbeitsweise der Diode erläutert und anhand von Experimenten bestätigt.

Zusammen mit Überlegungen zur Wechselwirkung von Elektronen mit Materie ergibt sich daraus die Anregungsdichte des Gases als Funktion der Zeit.

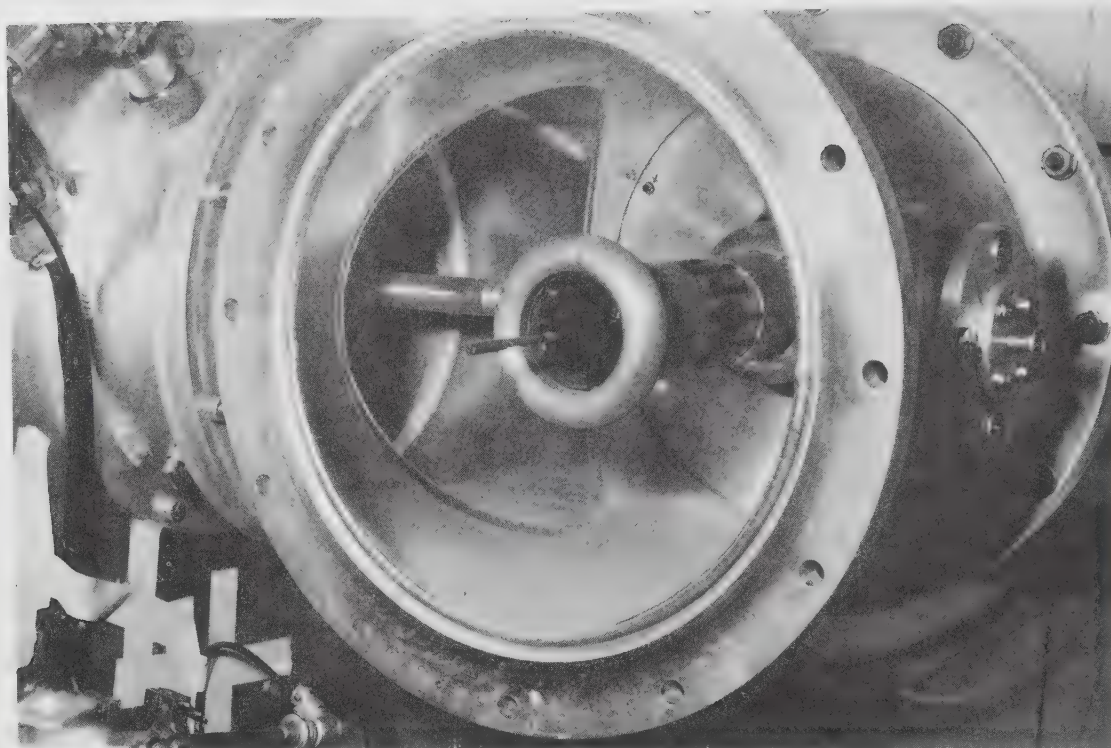
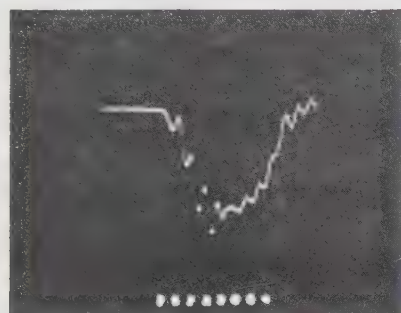


Foto 1: Die koaxiale Feldemissionsdiode in geöffnetem Zustand

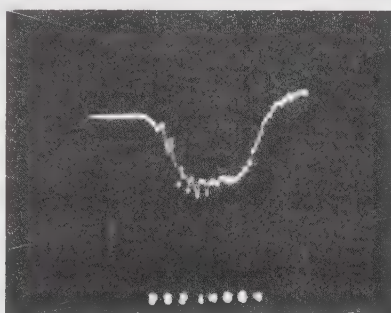
3.1. Experimentelle Ergebnisse

Eine koaxiale Diode in dieser Form wurde erstmals von Bradley et.al. /14/ verwendet. Das zu pumpende Gas befindet sich in der Anode, einem Edelstahlrohr von 5 mm Durchmesser und einer Wandstärke von 0.1 mm. Dieses 500 mm lange Rohr endet in Edelstahldruckkammern, die gegebenenfalls die Laserspiegel enthalten. Diese Anode ist im Feldemissionsraum, der ständig auf Hochvakuum (10^{-4} Torr) evakuiert wird, von einer konzentrischen Kathode mit dem Durchmesser 70 mm und einer Länge von 250 mm umgeben. Im Inneren der Kathode ist eine Titanfolie, die zahlreiche Schnitten aufweist, mit einem silberhaltigen Klebstoff gut leitend angebracht. Diese

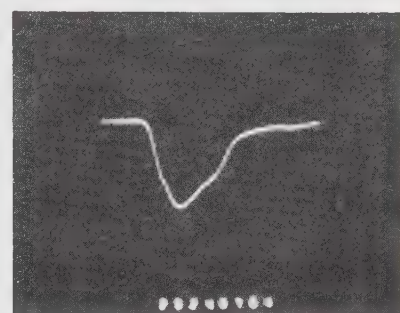
Diode ist an eine "Elektronenkanone" angeflanscht, in unserem Fall eine Anlage vom Typ Pulserad 110 A, die an die Kathode einen negativen Spannungspuls im MV-Bereich abgibt. Dieser Puls mit einer Dauer von einigen Nanosekunden löst an der Kathode durch Feldemission Elektronen aus, die auf MeV-Energien beschleunigt werden und daher imstande sind, die Wand des Anodenröhrchens zu durchdringen. Dabei tritt ein Energieverlust von ca. 100 keV auf. Fig. 5 zeigt einen typischen Anregungspuls, wie er bei allen Messungen verwendet wurde, soweit nicht ausdrücklich anders vermerkt. Die Gesamtdauer dieses Pulses (Zeit zwischen den Nulldurchgängen) beträgt 24 ns. Während der Strompuls nach einer Anstiegszeit von 6 ns einen Plateauwert erreicht und dort für 13 ns konstant bleibt, weist das Spannungssignal ein ausgeprägtes Maximum auf. Diesen Signalen sind hochfrequente Störsignale überlagert, deren Ursachen bekannt sind.



SPANNUNG
(286 kV/Einh., 5ns/Einh.)



STROM
(4.2 kA/Einh., 5ns/Einh.)



RÖNTGEN - SIGNAL
(5ns/Einh.)

Fig. 5 Typischer Anregungspuls der Feldemissionsdiode (Einheit: $\square$)

Bei den typischen Betriebsbedingungen betrug das Maximum der Spannung 1.33 MV und das des Stroms 12.5 kA. Diese Werte konnten durch Veränderung der Ladespannung der Kanone sowohl auf 1.38 MV und 16.5 kA erhöht als auch auf 700 kV und 5.6 kA vermindert werden. Dabei änderte sich die Pulsform nicht. Die aus diesen Signalen berechnete, zugeführte Leistung $P(t)$ als Funktion der Zeit ist in Fig. 6 für den Standardfall dargestellt; sie beträgt maximal 16.6 GW. Die zugeführte Energie ist dann 250 J.

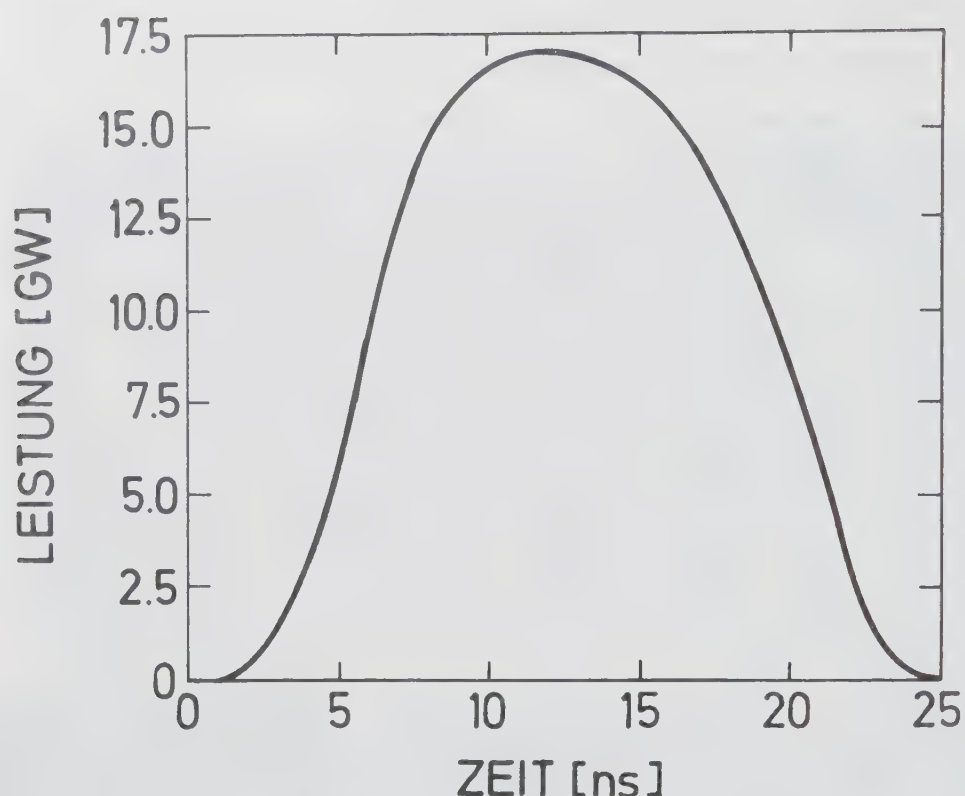


Fig. 6 An die Feldemissionsdiode abgegebene Leistung als Funktion der Zeit

Ein Beweis für die Erzeugung relativistischer Elektronen ist das Röntgensignal, das mit einer außerhalb des Feldemissionsraums angebrachten schnellen Avalanche-Diode (< 1 ns Anstiegszeit) gemessen wurde. Diese Diode kann nur Röntgenstrahlen messen, die von der Wand des Feldemissionsraums nicht absorbiert werden. Diese Röntgenstrahlen mit mehr als 200 keV Energie sind ein direkter Nachweis für die Existenz von Elektronen, die so energetisch sind, daß sie das Anodenrohr durchdringen und ihre Energie im Gas abgeben können. Die Dauer des Röntgenpulses von 18 ns ist gleich der Dauer des Anregungspulses im Gas, der 6 ns kürzer ist als die Gesamtpulsdauer.

Noch steht aber der Nachweis aus, daß der gesamte, von der Kanone an die Diode abgegebene Strom tatsächlich in die gepumpte Zone der Anode fließt. Dieses Problem ist keineswegs trivial: bei früheren, ungeeignet geformten Kathoden floß der größte Teil des Stroms zu den Druckkammerplatten ab. Daß die jetzige Anordnung auch in dieser Hinsicht zufriedenstellend arbeitet, zeigten Experimente mit dem Röntgen-

Signal. Aufgrund der Konstruktion der Diode können die Elektronen nur in Edelstahl abgebremst werden: entweder in der Anode oder in den Druckkammerplatten. Die Halbleiterdiode mißt bevorzugt den hochenergetischen Anteil der Röntgenstrahlung ($> 700 \text{ keV}$). Während des Impulsmaximums ist der Beitrag im Bereich $200 - 700 \text{ keV}$ vernachlässigbar. Im Bereich über 700 keV ist die Strahlungsausbeute von Gold konstant etwa 3.3 mal höher als die von Eisen, Chrom und Nickel [25]. Um diesen Unterschied auszunutzen, wurde die Edelstahlanode durch ein Aluminium-Rohr ersetzt, das genau in der gepumpten Zone über 250 mm Länge mit einer Goldschicht von 0.15 mm Dicke bedeckt war. In dieser Schicht werden die Elektronen vollständig abgebremst und erzeugen 3.3 mal mehr Röntgenstrahlung als zuvor in Edelstahl.

Experimentell ergab sich ein Anstieg des Röntgensignals auf das 2.7-fache. Daraus folgt, daß 75 % des von der Kathode abgegebenen Stroms tatsächlich in einer 250 mm langen Zone auf die Anode treffen.

Für Lasertätigkeit besonders wichtig ist, ob die Feldemissionsentladung das Lasergas tatsächlich homogen anregt. Das konnte nachgewiesen werden, indem in die Anode

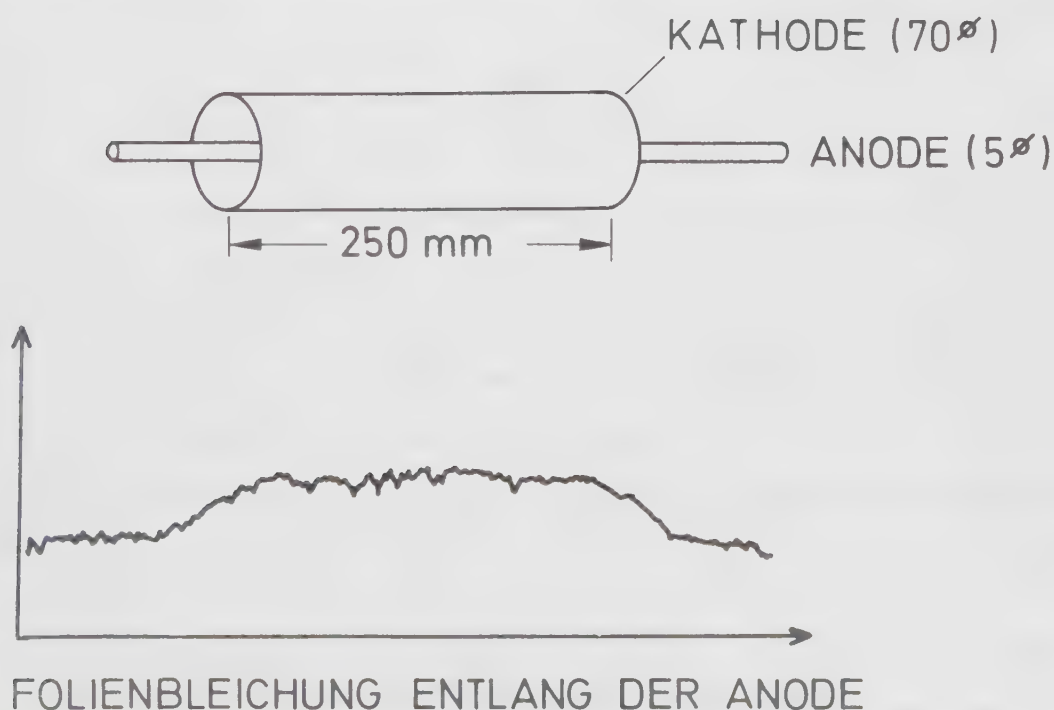


Fig. 7 Messung der Homogenität der Feldemissionsentladung

ein Streifen spezieller blauer Zellophanfolie eingelegt wurde, die sich unter Elektronenbeschuß entfärbt. Die Bleichung ist ein direktes Maß für die absorbierte Elektronenenergie. Die densitometrische Auswertung einer solchen Folie (Fig. 7) zeigt homogenes Pumpen überall dort, wo die Anode von der Kathode umgeben war. Die noch vorhandenen Schwankungen in der Transmission der Folie sind auf Inhomogenitäten des Zellophans zurückzuführen.

Damit steht fest, daß ein 250 mm langes Stück der Anode 24 ns lang von Elektronen beschossen wird, deren maximale Energie typischerweise 1.33 MeV ist und deren Intensität einem Strom von $0.75 \cdot 12.5$ kA entspricht. 18 ns lang wird das Gas homogen angeregt.

3.2. Bestimmung der Pumpleistungsdichte

Elektronen, die mit Energien im MeV-Bereich in Materie geschossen werden, verlieren ihre Energie vorwiegend durch Stöße mit den Elektronen des Absorbermaterials. Deshalb ist die Bahn des Elektrons extrem unregelmäßig. Mittelt man über eine Vielzahl von Stößen, so läßt sich ein differentieller Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ angeben. dx ist der Weg entlang der Bahn und die durch

$$R = \int_0^{E'_0} \frac{dE}{(dE/dx)} \quad (23)$$

definierte Reichweite eines Elektrons mit Anfangsenergie E'_0 ist größer als die Eindringtiefe in den Absorber. Deren Berechnung ist ein komplexes statistisches Problem, für das keine allgemeine Lösung existiert. Zwar lassen sich konkrete Diodenanordnungen durch Monte-Carlo-Rechnungen erfassen [26], bei denen die Stöße zahlreicher Elektronen im einzelnen verfolgt werden. Für unsere Zwecke war die Verwendung derartiger Rechenprogramme nicht notwendig, wie die folgenden Betrachtungen zeigen.

Der differentielle Energieverlust in den hier interessierenden Materialien ist nämlich bei einer Elektronenenergie von 1 MeV [25]:

Eisen: 10.2 MeV/cm Argon (Druck p in bar): $2.5 \times 10^{-3} p$ MeV/cm.

Das entspricht bei der hier vorliegenden Diode einem Energieverlust pro Durchlauf durch die Anode von 101 keV (0.1 mm Eisen) bzw. 75 keV (5 mm Argon von 60 bar).

Im Bereich > 100 keV besitzen die differentiellen Energieverluste in Eisen und Argon etwa die gleiche Energieabhängigkeit [25]. Das Elektron kann also nach einem Durchlauf die Anode wieder verlassen und in den Feldemissionsraum austreten. Wegen seiner reduzierten Energie wird es aber die Kathode nicht erreichen, sondern wieder zur Anode umgelenkt.

Da die Reichweite der Elektronen groß ist gegen die Abmessungen der Anode, wird eine Vielzahl unregelmäßiger Elektronenbahnen im Mittel den Querschnitt der Anode gleichmäßig mit Bahnen ausfüllen. Die mittleren Bahnlängen im Anodenrohr und dem Gas sind dann durch die jeweiligen Querschnittsflächen gegeben. Bei der Berechnung des Energieverlusts von Elektronen stellt man sich gewöhnlich im Rahmen der "continuous-slowng-down-approximation" vor, daß der Energieverlust des Elektrons nicht durch diskrete Stöße erfolgt, sondern durch einen gleichmäßigen Energie-

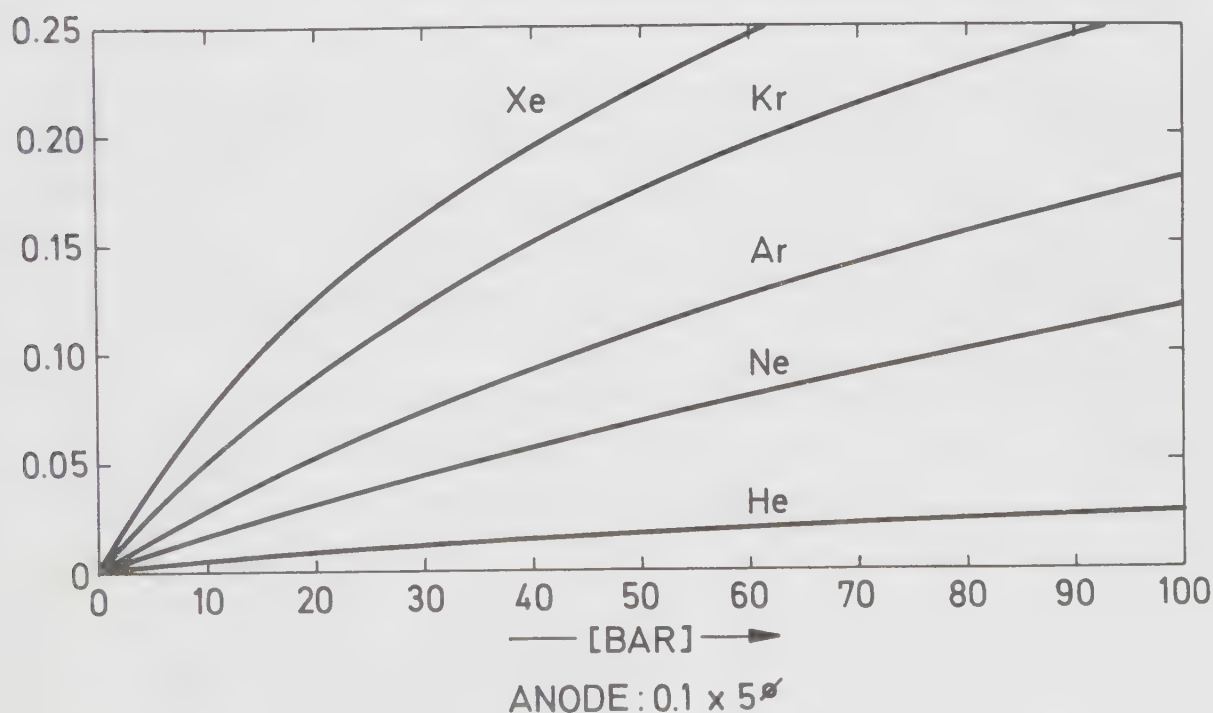


Fig. 8 Anteil e der im Gas absorbierten Elektronenenergie

verlust dE/dx entlang der Bahn. Die gesamte, in einem Absorber deponierte Energie ergibt sich dann aus dem differentiellen Energieverlust, multipliziert mit der durchschnittlichen Bahnlänge in diesem Absorber, bzw. seiner Querschnittsfläche.

Aus diesen Erörterungen folgt, daß bei einem gasgefüllten Anodenrohr mit Radius r und Wandstärke w der Anteil e der im Gas deponierten Elektronenenergie gegeben ist durch:

$$e = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \cdot \pi r^2}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fe} \cdot 2\pi r w + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ar} \cdot \pi r^2} \quad (24)$$

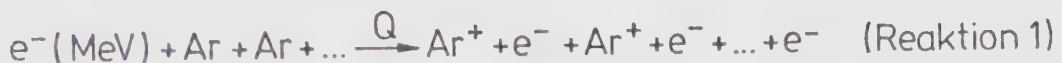
Fig. 8 zeigt e in Abhängigkeit vom Gasdruck für $w = 0.1$ mm und $r = 2.5$ mm für 1 MeV-Elektronen. Offenbar wird bei Argon der größte Teil der Elektronenenergie im Anodenrohr absorbiert. Daher ist e auch näherungsweise proportional zum Gasdruck. Für unseren typischen Fall (1.33 MV, 9.4 kA, 60 bar Argon) beträgt die im Gas absorbierte Leistung 1.6 GW, während 10.9 GW in der Folie bleiben. Bei einem gepumpten Gasvolumen von 250 mm Länge und 5 mm Durchmesser entspricht das, wie in Kap. 2.3. gefordert, einer Anregungsdichte des Gases von 0.315 GW/cm^3 .

Kann durch eine Verringerung der Wandstärke w die Anregungsdichte gesteigert werden? Nur in den Grenzen, die durch die Reißfestigkeit von Edelstahl gegeben sind. Bei einem statischen Drucktest widerstand das Anodenrohr einem Druck von mehr als 130 bar. Während eines Schusses wurde es aber bei 80 bar Fülldruck leck, denn die Erwärmung des Gases führt zu einer plötzlichen Verdoppelung des Drucks. Bei den hier beschriebenen Experimenten wurden deshalb nur Drücke unter 65 bar verwendet.

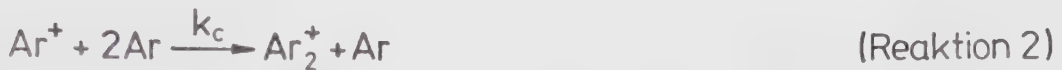
4. Kinetik der Ar_2^* -Bildung

4.1. Überblick über den Reaktionsablauf

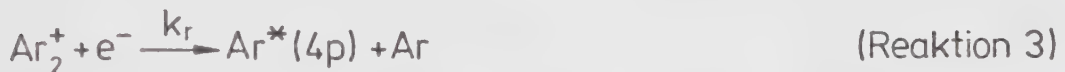
Fig. 9 zeigt den Ablauf der Produktion von Exzimeren durch Elektronenbeschuß von Edelgasen. Durch den Elektronenbeschuß entstehen zunächst zahlreiche Sekundärelektronen und Ionen:



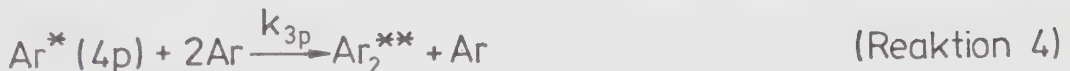
die Ionen verbinden sich in einem Dreierstoß zu Argon-Molekulationen:



die wiederum durch dissoziative Rekombination



zu Argon-Atomen in höher angeregten Zuständen (vorwiegend 4p) zerfallen. Daraus entstehen in einem weiteren Dreierstoß Ar_2^{**} -Moleküle:



deren anziehende Potentialkurven sich mit abstoßenden kreuzen. Bei passender Symmetrie der sich kreuzenden Zustände ist die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs zwischen ihnen nahe 1. Durch diese Prädissoziation /21/ entstehen Argon-Atome in 4 s-Zuständen,



die sich schließlich in einem weiteren Dreierstoß zu Argon-Exzimeren verbinden:

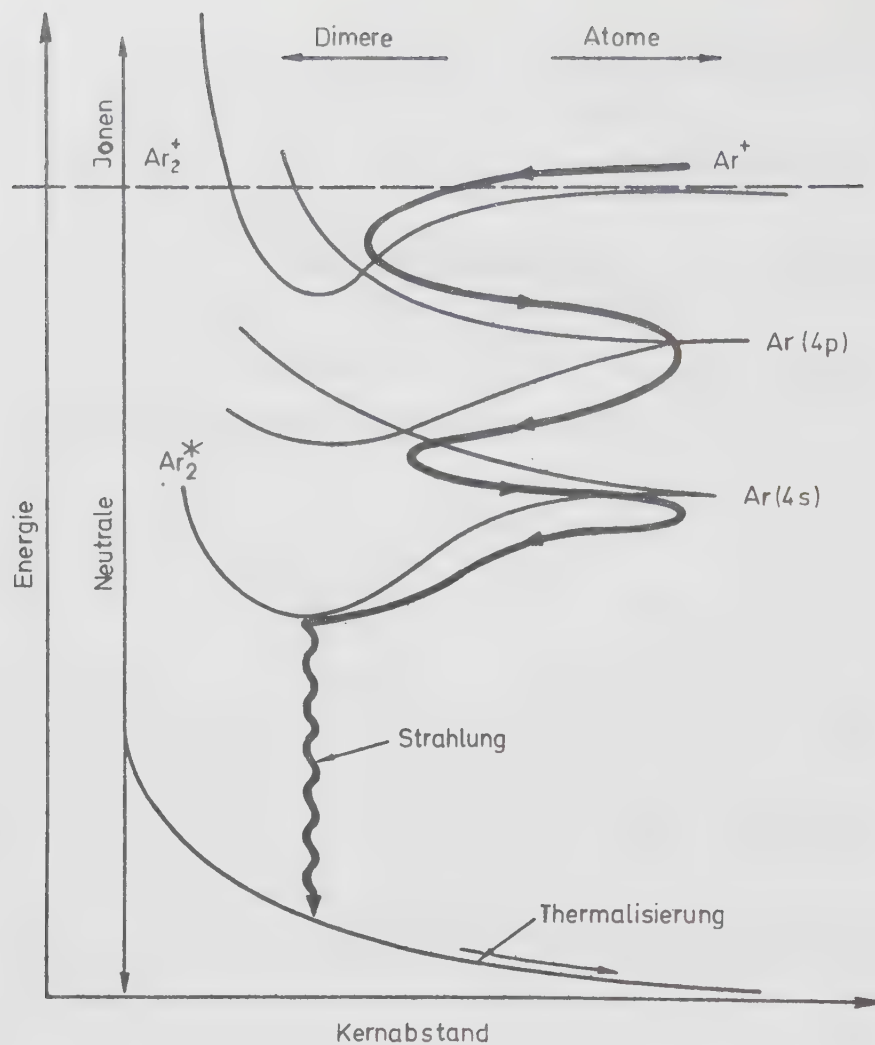


Fig. 9 Produktion von Exzimeren durch Elektronenbeschuß /27/



Deren Potentialkurven schneiden sich mit keiner anderen Kurve, so daß für sie als einziger Ausweg nur der Strahlungsübergang zum Grundzustand übrigbleibt.

Zur Beschreibung der Xenon -Exzimer-Kinetik wird gewöhnlich das Modell von Werner /28/ benutzt. Dabei handelt es sich um ein umfangreiches Computer-Modell, in dem zahlreiche Reaktionen berücksichtigt werden. Manche der Reaktionsraten sind nur ungenau bekannt, andere überhaupt nicht. Im letzten Fall behalf sich Werner mit Annahmen, was zu Unstimmigkeiten führt, die Hutchinson

kürzlich zusammenfaßte /29/. So wird z.B. die Druckabhängigkeit der Laseremission erklärt, in dem in Widerspruch zu damals bekannten Messungen (die später nochmals bestätigt wurden) die Rate für den Spin-Umklapp-Prozeß $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_u^+$ durch Xe-Atome um 2 Größenordnungen zu hoch angesetzt wird.

Das hier verwendete Verfahren versucht, solche Unstimmigkeiten zu vermeiden und darüberhinaus, die Ar_2^* -Kinetik etwas durchschaubarer zu gestalten.

Dazu wird die Ar_2^* -Kinetik im folgenden in zwei Komplexe aufgeteilt: in die Stoßprozesse und die Absorptionsvorgänge. Bei den Stoßprozessen können drei Zeitskalen unterschieden werden:

- a) $t < 1 \text{ ns}$. In dieser Zeit stellt sich ein stationärer Zustand /30/ ein, dessen Parameter sich aus der aktuellen Pumprate und Bilanzen der Elektronendichte und -Temperatur ergeben (Kap. 4.2. - 4.3.). Alle Reaktionen bis hin zur Entstehung von Exzimeren (also Reaktion 1 - 6) befinden sich im stationären Zustand.
- b) $1 \text{ ns} < t < 20 \text{ ns}$. Grundlegend für dieses Modell ist die Annahme, daß sich das Geschehen in diesem Zeitraum als eine Folge einzelner Zustände im Sinne von a) beschreiben läßt, wobei der Ablauf durch die Form des Pumpulses und die Lebensdauer der Ar_2^* -Exzimer bestimmt wird. Unter Berücksichtigung von Stoßprozessen, die zur Zerstörung von Exzimeren führen, ergibt sich an dieser Stelle die Exzimer-Dichte als Funktion der Zeit (Kap. 4.4.).
- c) $t > 20 \text{ ns}$. Prozesse mit Zeitkonstanten in diesem Bereich können sich während des Elektronenpulses nicht auswirken und werden vernachlässigt.

Aus der Exzimer-Dichte als Funktion der Zeit ergibt sich direkt die Verstärkung $\alpha(t)$, die aber durch verschiedene Absorptionsprozesse reduziert wird. Deren mögliche Ursachen sind Thema von Kap. 4.5. Anschließend können alle diese Rechnungen in Kapitel 5 mit den Ergebnissen von Ar_2^* -Fluoreszenz-Experimenten verglichen werden.

Ein solches Modell kann keine Voraussagen liefern, die genauer sind als die Ratenkoeffizienten, die es benutzt. Gemeint ist die mangelnde Übereinstimmung zwischen verschiedenen Messungen der Ratenkoeffizienten. Manche sind nur größenordnungsmäßig bekannt /27/. Diese bestimmen glücklicherweise nur die Einstellzeiten stationärer Zustände, deren Parameter durch Koeffizienten bestimmt werden, die auf $\pm 50\%$ festliegen, was auch die Genauigkeit des Modells sein dürfte.

4.2. Die Bilanz der Elektronendichte

Die Primärelektronen des anregenden Strahls verlieren ihre Energie im Gas fast ausschließlich durch ionisierende Stöße. Dabei werden auch Sekundärelektronen produziert, die ebenfalls wieder Anregungs- und Ionisationsvorgänge auslösen können. Die Wahrscheinlichkeiten, mit denen bei vorgegebener Energie des stoßenden Elektrons Zustände des Argon-Atoms angeregt werden, sind außerordentlich gut bekannt /31/. Danach lassen sich drei Bereiche für die Elektronenenergie E unterscheiden:

- a) $E > 50$ eV. Diese Elektronen verlieren ihre Energie durch Ionisationsprozesse. Dabei wird pro $E_0 = 29$ eV Energieverlust des Primärelektrons ein Elektron-Ion-Paar erzeugt, gleichgültig ob das Primärelektron selbst den Ionisationsvorgang auslöst, oder indirekt durch energiereiche Sekundärelektronen. Die Rate, mit der Elektron-Ion-Paare erzeugt werden, ergibt sich dann aus der von der Kanone abgegebenen Leistung $P(t)$ zu:

$$Q = \frac{0.75 \cdot e \cdot P(t)}{E_0' \cdot V_G} \quad (25)$$

V_G ist das gepumpte Gasvolumen.

- b) $11.6 \text{ eV} < E < 50 \text{ eV}$. Diese (noch nicht thermalisierten) Sekundärelektronen verlieren ihre Energie vorwiegend durch Anregungsstöße, die keinen Einfluß auf die Elektronenbilanz haben.

c) $E < 11.6 \text{ eV}$. Diese Elektronen können Argon-Atome im Grundzustand nicht mehr anregen, sie bestimmen aber über Rekombinationsprozesse die Elektronendichte.

Da $E'_0 = 29 \text{ eV}$ zur Erzeugung eines Elektrons notwendig sind, folgt für unsere Daten sofort eine Obergrenze für die Elektronendichte. Während der Pulsdauer von 24 ns können in 60 bar Argon (Teilchendichte $N = 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) bei einer Energiedeposition von 0.3 GW/cm^3 höchstens $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Elektronen erzeugt werden. Der Ionisationsgrad des Argon-Plasmas ist also mit weniger als 10^{-3} relativ gering. Entsprechende Grenzen gelten für die Dichten von angeregten Argon-Atomen und Exzimeren, da zu ihrer Erzeugung mindestens 11.6 eV notwendig sind.

Die Elektronendichte wird bestimmt durch Ratengleichungen der Form:

$$\frac{dN_e}{dt} = -k_r N_e N_M + Q \quad (26)$$

$$\frac{dN_M}{dt} = k_c N_a N^2 - k_r N_e N_M \quad (27)$$

$$\frac{dN_a}{dt} = Q - k_c N_a N^2 \quad (28)$$

Dazu kommt noch die Bedingung der Raumladungsneutralität des Argon-Plasmas:

$$N_a + N_M = N_e \quad (29)$$

N_e und N_a sind die Elektronen- und Ionendichten, N_m ist die Dichte der Molekülonen. Ob ein Atom angeregt ist oder in einem Exzimer gebunden, ist für die Elektronenbilanz unerheblich. k_c ist der Konversionskoeffizient für die Umwandlung von Ionen in Molekülonen (Reaktion 2) und k_r der Koeffizient für dissoziative Rekombination (Reaktion 3).

Gleichung (28) hat die Lösung:

$$N_a = Q\tau_c [1 - \exp(-t/\tau_c)] \quad (30)$$

Dabei ist die charakteristische Zeitkonstante:

$$\tau_c = \frac{1}{k_c N^2} \quad (31)$$

Die Literaturangaben über k_c differieren von $1.4 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ /32/ bis $5 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ /33/. Selbst unter ungünstigen Annahmen ist bei 20 bar Argon die Zeit $\tau_c < 25 \text{ ps}$. Diese Zeit ist so kurz, daß angenommen werden kann, alle Argon-Ionen gehen "sofort" in Molekülonen über (d.h. $N_a \ll N_m$).

Gl. (26) und Gl. (27) besitzen dann eine analytische Lösung:

$$N_e = N_m = \left(\frac{Q}{k_r} \right)^{1/2} \tanh \left[(Q k_r)^{1/2} t \right] \quad (32)$$

Nach einer Zeit $(Q k_r)^{-1/2}$ stellt sich also ein stationärer Zustand ein, in dem die Dichten bestimmt sind durch

$$Q = k_r N_e^2 = k_r N_m^2 \quad (33)$$

Der Koeffizient k_r für dissoziative Rekombination ist relativ gut bekannt /34/. Er beträgt

$$k_r = 7.5 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e [\text{K}]}{300 \text{K}} \right)^{-0.67} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (34)$$

Da in elektronenstrahlgepumpten Gasen die Elektronentemperatur T_e meist zwischen 1 und 2 eV liegt, beträgt die Einstellzeit dieses stationären Zustands (bei $0.1 \text{ GW/cm}^3 \hat{=} 20 \text{ bar Argon}$) etwa 1 ns.

Gl. (33) stellt bei vorgegebener Ionisationsrate Q eine erste Beziehung zwischen Elektronendichte und -Temperatur dar. Die Herleitung einer zweiten Beziehung erfordert eine Betrachtung der Elektronen-Energiebilanz.

4.3. Die Elektronen-Energiebilanz

Zwischen Elektronen mit Energien unterhalb der ersten Anregungsenergie $I = 11.6 \text{ eV}$ stellt sich innerhalb einer typischen Stoßzeit für Elektron-Elektron-Stöße von $\sim 10^{-10} \text{ s}$

$$\tau_{ee} \approx \frac{(k T_e [\text{eV}])^{3/2}}{3 \cdot 10^{-5} N_e [\text{cm}^{-3}]} \quad (35)$$

eine Maxwell-Verteilung ein. Bei den hier vorliegenden Plasma-Bedingungen beträgt diese Zeit größenordnungsmäßig nur 1 ps , so daß die niederenergetischen Elektronen im Rahmen dieses Modells immer eine wohldefinierte Temperatur besitzen. Elastische Stöße mit Atomen spielen dagegen keine Rolle. Bei 20 bar Argon beträgt nämlich die Zeit zwischen zwei Stößen etwa 10 ns .

Die Elektronentemperatur ergibt sich nun aus der Bilanzgleichung für die mittlere Elektronenenergie $\bar{E}$:

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = P_r + P_f - P_{in} \quad (36)$$

Dabei ist

P_{in} der Energieverlust durch inelastische Stöße

P_r die Energiezufuhr durch dissoziative Rekombination

P_f die Energiezufuhr infolge der Produktion von Sekundärelektronen durch den Elektronenstrahl.

Die einzelnen Beträge setzen sich wie folgt zusammen:

- a) Sekundärelektronen (P_f). Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von Sekundärelektronen mit kinetischen Energien $0 < E < I$ ist annähernd konstant $\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$, so daß im Durchschnitt jedes Sekundärelektron eine Energie $I/2$ erhält. P_f ergibt sich deshalb direkt aus der Ionisationsrate zu:

$$P_f = Q \left(\frac{I}{2} - \bar{E} \right) \quad (37)$$

b) Dissoziative Rekombination (P_r). Dieser Prozeß verbraucht bevorzugt langsame Elektronen (vgl. Gl. (34)), was eine Erhöhung der Temperatur der übriggebliebenen Elektronen zur Folge hat. Diese Elektronen werden durch den Primärelektronenstrahl ersetzt. Im stationären Zustand ist eine Temperaturerhöhung gleichbedeutend mit einer Energiezufuhr, die man durch Mittelung des Wirkungsquerschnitts σ_R für dissoziative Rekombination über eine Maxwellverteilung der Temperatur T_e erhält:

$$P_r = N_M \langle (\bar{E} - E) \sigma_R v \rangle N_e \quad (38)$$

v ist die Elektronengeschwindigkeit.

Das Ergebnis ist

$$P_r = \frac{k T_e N_M^2 k_r}{2} \quad (39)$$

c) Inelastische Stöße (P_{in}). Dieser Term bestimmt die Form der Verteilungsfunktion. Sie ergibt sich als Lösung der Boltzmann-Gleichung, die sich auf die Formel /36/ reduzieren läßt:

$$S_{ee} + S_{in} = 0 \quad (40)$$

Die Stoßoperatoren S_{in} und S_{ee} für inelastische und Elektron-Elektron-Stöße haben mit $T_e \ll 1$ und der Elektronengeschwindigkeit v die Form /36/

$$S_{in} = N \sigma_{in} v f_e \quad (41)$$

$$S_{ee} = - \frac{1}{v^2} \frac{d}{dv} \left\{ v^2 \tau_{ee}^{-1} \left[v f_e + \frac{k T_e}{m_e} \frac{df_e}{dv} \right] \right\} \quad (42)$$

f_e ist die Elektronenverteilungsfunktion und σ_{in} der Wirkungsquerschnitt für inelastische Stöße. Die Lösung von $S_{ee} = 0$ wäre eine Maxwell-Verteilung f_{e0} . Durch den Beitrag von S_{in} werden aber, wegen der hohen Neutralgasdichte, bevorzugt Elektronen mit Energien $E > 1$ verbraucht. Es ist daher sinnvoll, eine Lösung in der Form

$$f_e = f_{e0} g \quad (43)$$

anzusetzen. g ist eine Funktion, die die Abweichung der tatsächlichen Verteilungs-

funktion f_e von einer Maxwell-Verteilung f_{e0} beschreibt. Aus Gl. (42) ergibt sich dann wieder mit $T_e \ll 1$ und der Substitution $Z' = \frac{E - I}{I}$ schließlich:

$$\frac{2}{\tau_{ee}} \frac{dg}{dz'} = -Nv\sigma_{in}g \quad (44)$$

Eine einfache analytische Form für σ_{in} ist /37/

$$\sigma_{in} = \frac{1.2\pi e_0^4}{I^2} f_a \sqrt{Z'} \quad (45)$$

f_a ist die Oszillatorstärke des Übergangs (Argon: $f_a = 0.28$). Die Lösung dieser Differentialgleichung ist dann

$$g = \exp \left\{ - \left(\frac{2f_a N}{5\Lambda N_e} \right) Z'^{3/2} \right\} \quad (46)$$

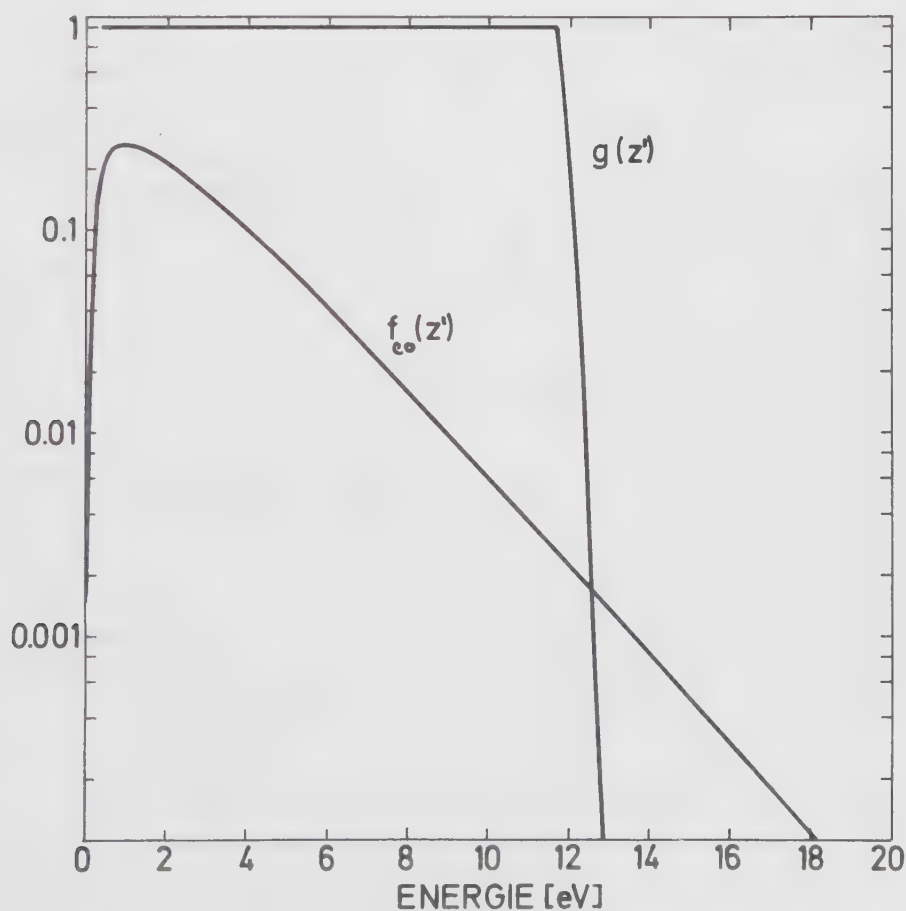


Fig. 10 Veränderung der Elektronen-Verteilungsfunktion durch Ar-Atome

Λ ist der Coulomb-Logarithmus /35/ ($\Lambda \approx 6$). Fig. 10 zeigt, wie die Funktion g die Maxwell-Verteilung bei I abschneidet.

Der gesamte Energieverlust durch inelastische Stöße ergibt sich schließlich zu:

$$P_{in} = INN_e \int_I^{\infty} f_{e0} g v \sigma_{in} dE \quad (47)$$

Die Elektronen-Temperatur wird sich nun so einstellen, daß

$$\frac{d\bar{E}}{dt} = 0 \quad (48)$$

gilt. Daraus folgt

$$P_{in} = P_r + P_f \quad (49)$$

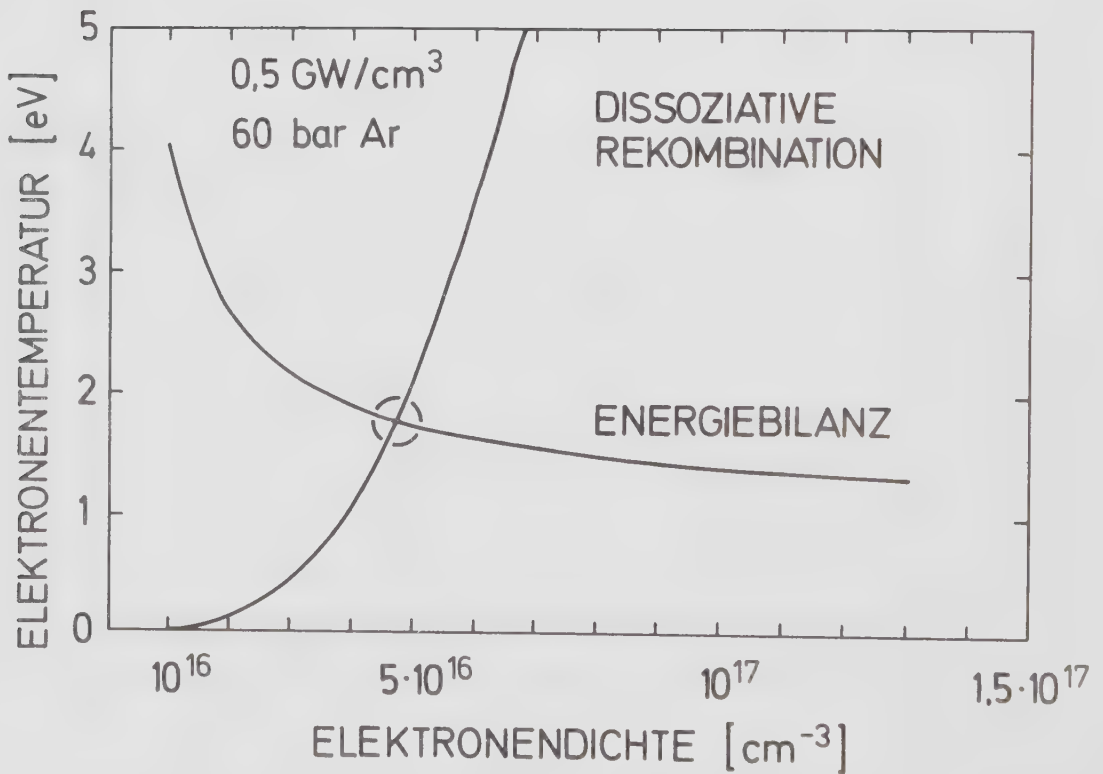


Fig. 11 Bestimmung von Elektronendichte und -Temperatur im stationären Zustand

Diese Gleichung, die sich nicht analytisch lösen läßt, liefert neben Gl. (33) eine weitere Beziehung zwischen N_e und T_e . Sie läßt sich für vorgegebene Ionisationsraten Q und Neutralgasdichten N numerisch lösen. Fig. 11 zeigt eine solche Lösung für eine Pumpdichte von 0.5 GW/cm^3 bei einer Neutralgasdichte von $1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ($\approx 60 \text{ bar}$). Zusammen mit Gl. (33), die ebenfalls in Fig. 11 eingetragen ist, ergibt sich so der "Arbeitspunkt" des Systems: die Elektronendichte im stationären Zustand beträgt $4.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, und die Elektronentemperatur 1.8 eV .

Dieser stationäre Zustand stellt sich ein, weil dem System "Argon-Plasma" von außen eine bestimmte Leistung, repräsentiert durch die Ionisationsrate Q , zugeführt wird. Das System wird dann in einen Zustand streben, indem genauso viel Leistung wieder an ein Reservoir (angeregte Ar^* -Atome oder VUV-Strahlung) abgegeben werden kann.

Der Umfang des Systems (d.h. die Elektronendichte N_e) und sein Energieinhalt (d.h. Elektronentemperatur T_e) wird sich so einstellen, daß dieser Leistungsfluß aufrechterhalten werden kann.

Fig. 12 zeigt Lösungen von Gl. (33) und Gl. (49) für einen weiten Bereich von Pumpdichten. Die Elektronendichte N_e variiert etwa mit $Q^{1/2}$ (vgl. Gl. (33)). Die Abhängigkeit von der Neutralgasdichte N ist so gering, daß sie nicht mehr dargestellt werden kann. Die Elektronentemperatur beträgt immer 1.80 bis 1.82 eV .

Der Grund liegt in dem Term P_{in} , der am empfindlichsten auf T_e -Änderungen reagiert. P_{in} ist durch Q festgelegt. Steigt P_{in} mit der Elektronendichte N_e an, dann genügt schon eine geringfügige Senkung der Elektronentemperatur T_e , um die Zahl der Elektronen, die Ar-Atome anregen können, so weit zu verringern, daß P_{in} konstant bleibt.

Deshalb wird im folgenden immer $kT_e = 1.8 \text{ eV}$ gesetzt. Die Elektronendichte erhält man dann direkt aus der Ionisationsrate nach Gl. (33).

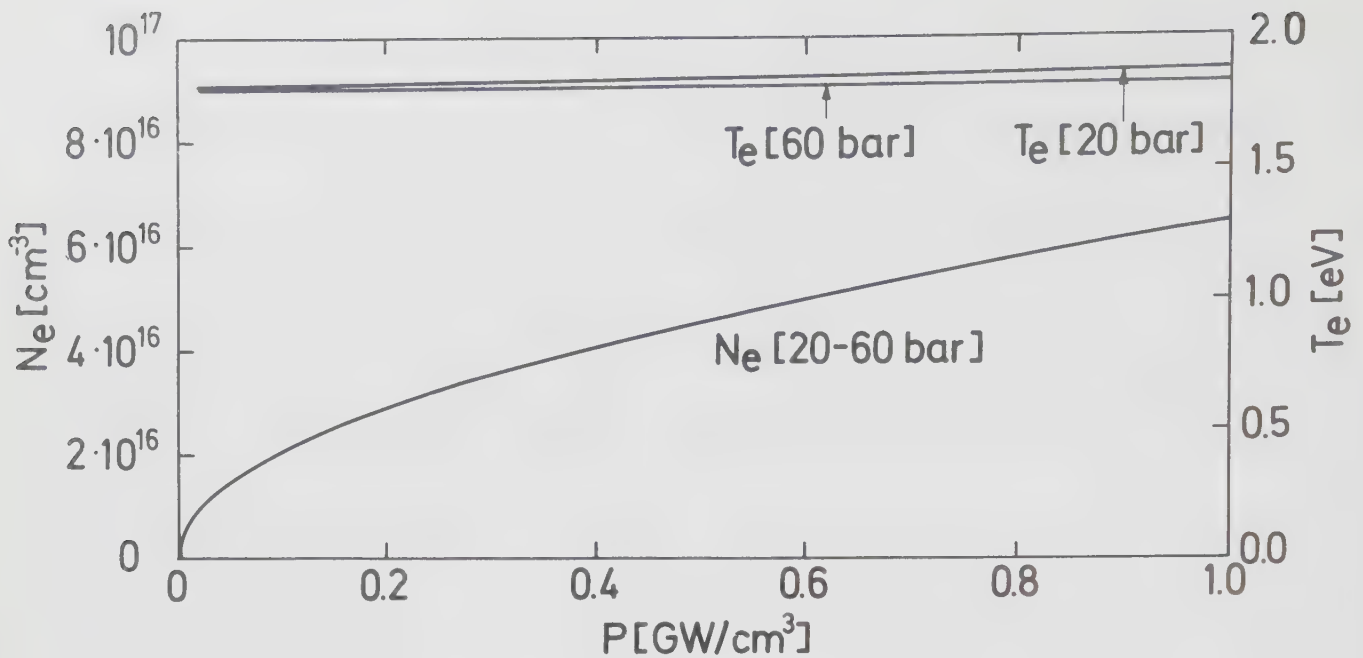


Fig. 12 Die Parameter des stationären Zustands als Funktion der Anregungsdichte

4.4. Die Exzimer-Dichte als Funktion der Zeit

Aufgrund dieser Ergebnisse ist nun die folgende, für unser Modell grundlegende Annahme gerechtfertigt, das Argon-Plasma durchläuft während des Elektronenstrahlpulses eine Folge stationärer Zustände, deren Parameter sich direkt aus der Ionisationsrate $Q(t)$ ergeben. Weil diese stationären Zustände von Anfangsbedingungen unabhängig sind, bleibt auch das Geschehen in der Zeit des Impulsanstiegs von geringem Einfluß.

Im stationären Zustand müssen alle Raten einer Reaktionskette gleich sein, andernfalls müßten sich die Konzentrationen mit der Zeit ändern. Die Primärelektronen erzeugen daher $\text{Ar}^*(4s)$ -Atome mit einer Rate von

$$\frac{d}{dt} [\text{Ar}^*(4s)] = Q \quad (50)$$

Bestimmend in der Reaktionskette sind die Dreierstoßbildungsraten, die allgemein in der Größenordnung von $10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ liegen. Es ist daher berechtigt, auch bei der Produktion der

4 s -Atome einen stationären Zustand anzunehmen. Während der Beitrag nichtthermaler Sekundärelektronen zur Bildung der 4 s-Atome vernachlässigbar ist, muß berücksichtigt werden, daß auch thermische Elektronen Ar-Atome anregen können. Diese Anregungsrate ergibt sich direkt aus dem Energieverlust P_{in} . Nach Gl. (49), (37), (39), (33) gilt

$$P_{in} = P_r + P_f = \frac{kT_e N_M^2 k_r}{2} + Q \left(\frac{I}{2} - \bar{E} \right) = Q \left(\frac{I}{2} - kT_e \right) \quad (51)$$

Für Argon ist also

$$P_{in} \approx 0.34 I Q \quad (52)$$

und die Erzeugungsrate der 4 s-Atome wird

$$P_{in} / I = 0.34 Q \quad (53)$$

Das bedeutet, daß etwa 3/4 der Exzimer aus Molekülionen entstehen, und etwa 1/4 durch Elektronenstoßanregung. In Zukunft wird daher die Bildungsrate der 4 s-Atome angesetzt mit

$$\frac{d}{dt} [Ar^* (4s)] \approx \frac{4}{3} Q \quad (54)$$

Diese 4 s-Atome können zwar ihre Anregung durch spontane Emission verlieren, aber die Linienstrahlung wird sofort wieder von Argon-Atomen im Grundzustand absorbiert, die in 4 s-Zustände übergehen. Dieses "radiation trapping" bewirkt effektiv eine Verlängerung der spontanen Lebensdauer. Für den zylindersymmetrischen Fall läßt sich die entsprechende Strahlungstransportgleichung exakt lösen /38/. Für unsere Geometrie ergibt sich, daß die Strahlungslebensdauer der 4 s-Atome um etwa das 100-fache verlängert wird.

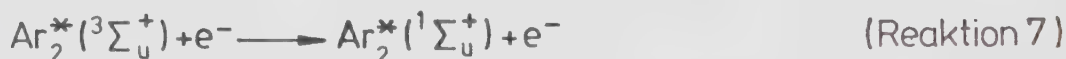
Innerhalb dieser Zeit werden aus den 4 s -Atomen in einem Dreierstoß Ar-Exzimer erzeugt:



Insgesamt werden dabei 4 Zustände produziert: $^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$. Da der Ratenkoeffizient bei etwa $10^{-32} \text{ cm}^6/\text{s}$ /39/ liegt, wird die Bildungsrate $2.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ (20 bar) bis $2.5 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (60 bar) betragen. Dadurch sinkt die Konzentration der $\text{Ar}^*(4s)$ -Atome bis in die Größenordnung von 10^{15} cm^{-3} und kann vernachlässigt werden.

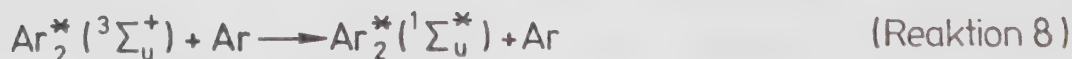
Von diesen 4 Zuständen kann nur der $^1\Sigma_u^+$ Zustand durch spontane Emission zerfallen. Das Verbot für Übergänge $^3\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_u^+$ wird durch Spin-Bahn-Kopplung teilweise aufgehoben, was zu Strahlungslebensdauern im Mikrosekundenbereich führt.

Elektronenstöße sorgen aber durch Spin-Umklapp-Prozesse



dafür, daß in Zeiten von etwa 0.3 ns (bei $N_e = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) /40/ die Zustände $^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$ entsprechend T_e besetzt werden. Da T_e groß ist gegen den Niveauabstand von etwa 0.16 eV, bedeutet das eine Besetzung entsprechend den statistischen Gewichten.

Dagegen beträgt die Zeit für Spin-Umklapp-Prozesse durch Neutralteilchenstöße



etwa 130 ns (bei 60 bar) /41/. Sie spielen daher keine Rolle. Im Widerspruch dazu nimmt das Werner-Modell an, daß Reaktion (8) und Reaktion (7) konkurrieren.

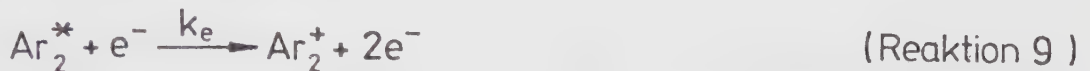
In manchen Modellen der Exzimer-Kinetik ist bisher nicht genügend berücksichtigt worden, daß innerhalb eines Bereiches von T_e oberhalb der Zustände $^1\Sigma_u^+$ und $^3\Sigma_u^+$ noch weitere Molekülzustände liegen, die durch Elektronenstöße entsprechend ihrer statistischen Gewichte besetzt werden /42/. Es sind dies die schwach

gebundenen $^1\Sigma_g^+$ und $^3\Sigma_g^+$ Zustände, die nicht durch Strahlung in den Grundzustand ($^1\Sigma_g^+$) zerfallen können.

Daß gleichzeitig 8 Zustände besetzt und eng miteinander verkoppelt werden, aber nur ein Zustand durch Strahlung zerfallen kann, bewirkt eine Verlängerung seiner Strahlungslebensdauer. Die experimentell bestimmte Strahlungslebensdauer (strenggenommen die des Ensembles der 8 Zustände) beträgt: $\tau_{sp} = 16.7 \text{ ns} / 40/$.

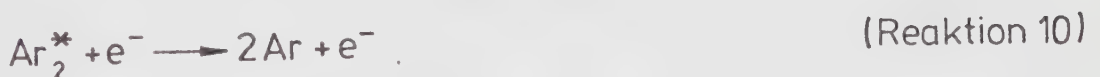
Welche Prozesse können zu einer Zerstörung der Exzimere führen?

Zunächst Elektronenstoßionisation:



Zur Berechnung dieser Rate mit Hilfe von N_e und T_e sind analytische Formeln /43/ benutzt worden, um zunächst die Ionisationsrate von 4 s-Atomen zu berechnen. Für die Ar_2^* -Zustände sind diese Raten dann um 40 % heraufgesetzt worden, denn der Ionisationsquerschnitt für Ar_2^* ist um 40 % höher als der für Ar^* (4 s) /44/. Bei $N_e = 3.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $kT_e = 1.8 \text{ eV}$ ergibt sich $k_e = 1.1 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Die Rate superelastischer Stöße, bei denen die Anregungsenergie des Exzimers auf ein langsames Elektron übergeht:



läßt sich durch Bilanzüberlegungen abschätzen /45/. Sie beträgt bei $N_e = 3.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ etwa $1.4 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ und wird gegenüber Reaktion 9 vernachlässigt.

Der wesentliche Verlustprozeß ist Penning-Ionisation:



Der einzige, bisher gemessene Wert beträgt (für Xe_2^*) $3.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ /46/. Für

Ar_2^* sollte der Wirkungsquerschnitt entsprechend der geringeren Ar-Ar-Bindungslänge kleiner sein, wegen der höheren Beweglichkeit des Ar_2^* dürfte aber trotzdem die Rate um etwa 40 % höher sein, also $k_p = 4.2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Die Beiträge der Reaktionen (9) - (11) zur Elektronendichte werden gegenüber der Ionisation durch die Primärelektronen vernachlässigt; eine Näherung, deren Berechtigung sich noch erweisen wird.

Verunreinigungen des Gases (insbesondere O_2 , H_2O , CO_2) spielen bei Stoßprozessen keine Rolle. Mit den bekannten Quench-Raten /47/ und Absorptionsquerschnitten /48/ läßt sich zeigen, daß schon Verunreinigungskonzentrationen, die noch keinen merklichen Einfluß auf die Exzimer-Dichte haben, bereits zu einer so hohen Absorption im Gas führen würden, daß jede Lasertätigkeit unmöglich wäre.

Insgesamt ist die Zeitabhängigkeit der Ar_2^* -Dichte (alle 8 Zustände) durch die Differentialgleichung gegeben:

$$\frac{d}{dt}[\text{Ar}_2^*] = -\frac{[\text{Ar}_2^*]}{\tau_{sp}} - k_p[\text{Ar}_2^*] - k_e(T_e)N_e(t)[\text{Ar}_2^*] + \frac{4}{3}Q(t) \quad (55)$$

Mit vorgegebenem $Q(t)$ und daraus berechneten Werten für $N_e(t)$ und $T_e(t)$ wurde diese Gleichung numerisch gelöst. Fig. 13 zeigt das Ergebnis für 60 bar Argon: 15 ns nach Impulsbeginn wird die maximale Exzimer-Dichte von $3.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ erreicht. Gleichzeitig sinkt aber die Effizienz der Erzeugung von VUV-Strahlung. Die Strahlungseffizienz, definiert als das Verhältnis der spontanen Emissionsrate zur gesamten Zerfallsrate

$$\eta = \frac{1/\tau_{sp}}{1/\tau_{sp} + k_p[\text{Ar}_2^*] + k_e N_e} \quad (56)$$

sinkt nach Fig. 14 bis auf 20 %. Das entspricht einem Wirkungsgrad für die Umwandlung der im Gas absorbierten Energie der Primärelektronen in VUV-Strahlung von 10 %. Nach Gl. (54) wurden für jedes Ionen-Paar, das 29 eV zu seiner Erzeugung benötigt, durchschnittlich 1.33 Exzimer erzeugt, die je 9.86 eV abstrahlen. Dieser ideale Wirkungsgrad von 50 % kann bei niedrigen Gasdichten und Pumpraten tatsächlich erreicht werden. 10 % Wirkungsgrad sind dagegen ty-

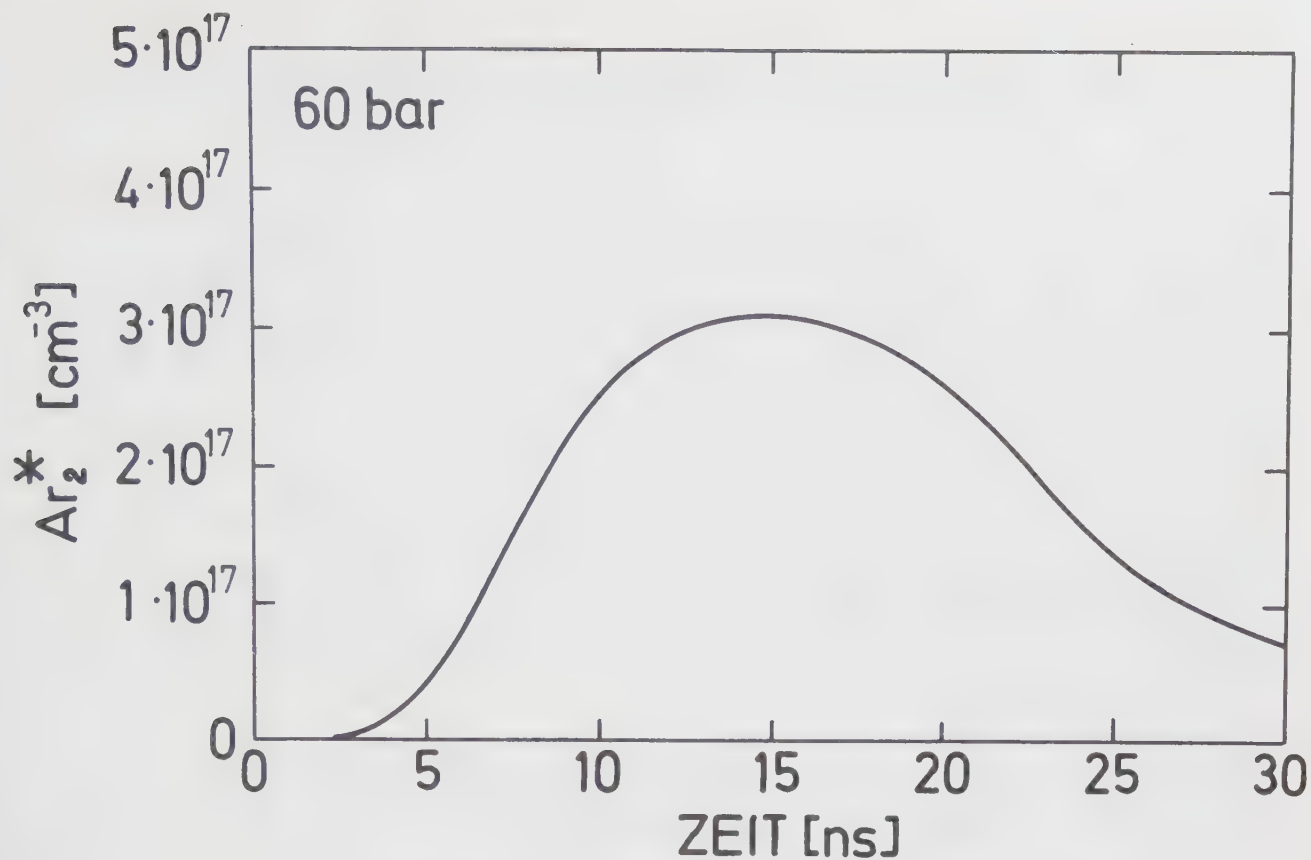


Fig. 13 Die Exzimer-Dichte als Funktion der Zeit

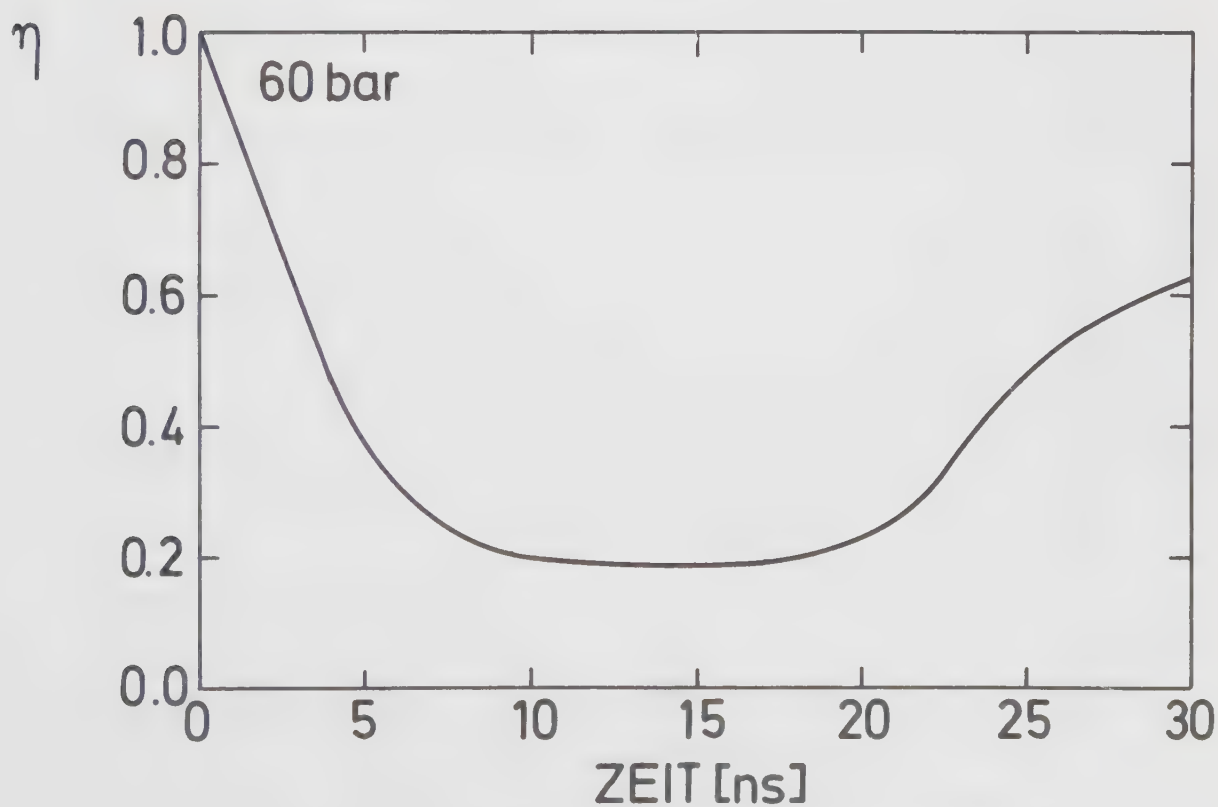


Fig. 14 Die Strahlungseffizienz als Funktion der Zeit

pisch für elektronenstrahlgepumpte Edelgase unter hohem Druck und hoher Stromdichte.

Fig. 15 und Fig. 16 zeigen die während des Elektronenpulses erzielte maximale Exzimer-Dichte und minimale Strahlungseffizienz als Funktion des Drucks. Trotz einer Verdreifachung des Drucks verdoppelt sich nur die maximale Exzimer-Dichte, und die Strahlungseffizienz sinkt von 30 % auf 20 % ab.

Von den 8 Exzimer-Zuständen kann nur der $^1\Sigma_u^+$ -Zustand die Verstärkung von Strahlung bewirken. Mit seinem Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission von $\sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} = 1.0 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ (vgl. Kap. 2.2.) ergibt sich so ein maximaler Verstärkungsgrad (bei 60 bar) von

$$\alpha_{\text{max}} = [^1\Sigma_u^+] \sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} = \frac{1}{8} [\text{Ar}_2^*] \sigma_{\text{stim}}^{\text{max}} = 0.39 \text{ cm}^{-1} \quad (57)$$

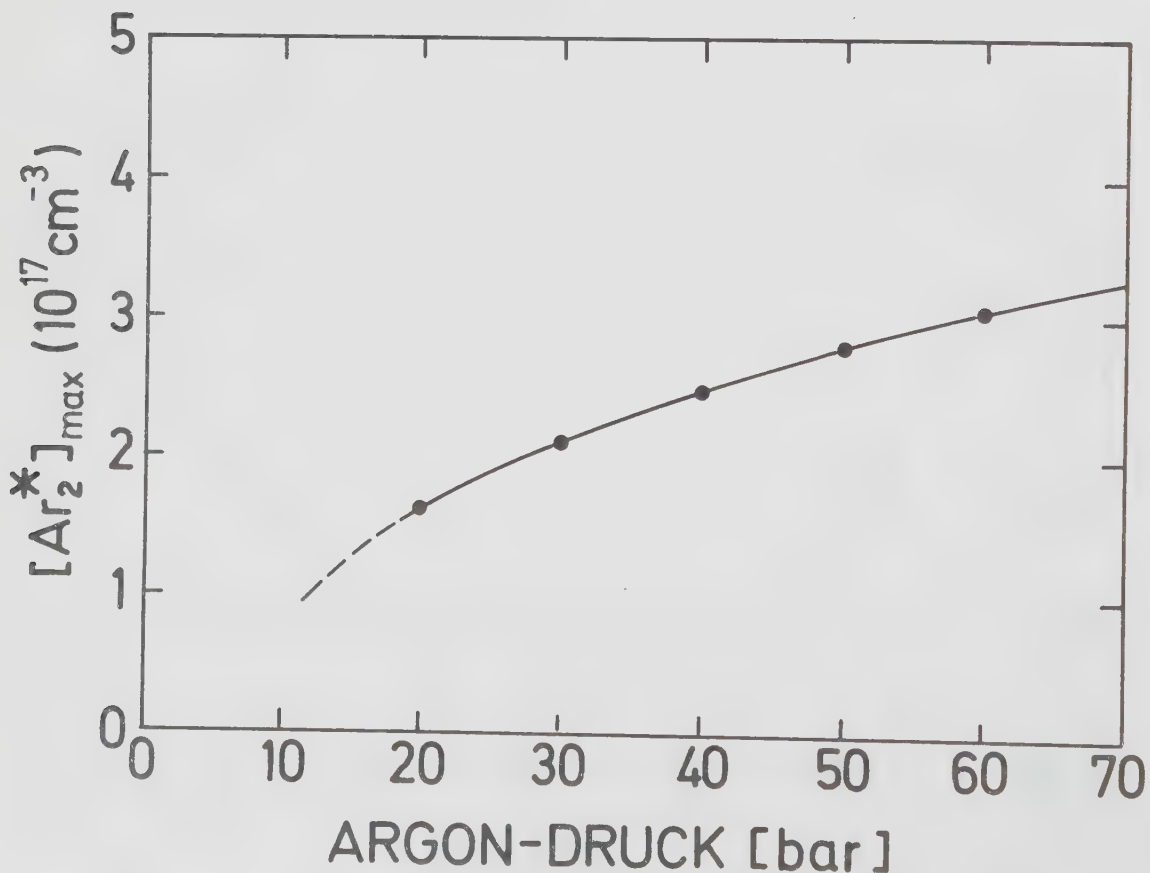


Fig. 15 Maximale Exzimer-Dichte in Abhängigkeit vom Druck

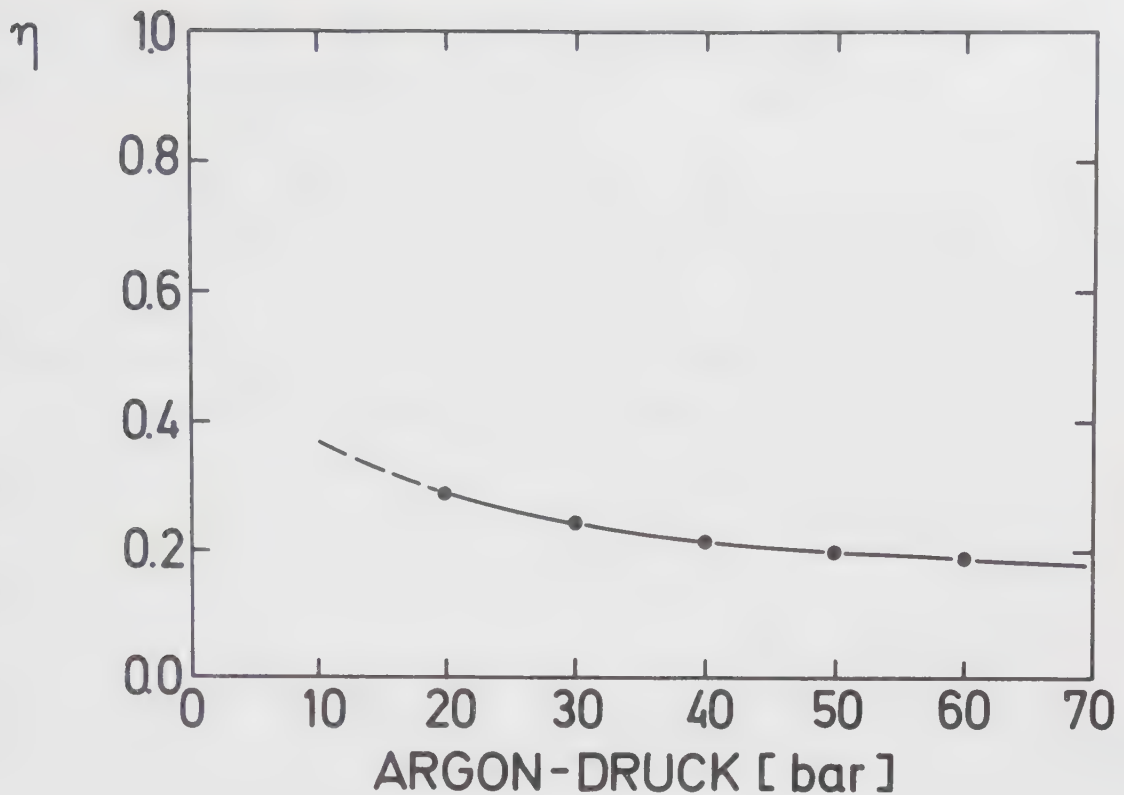


Fig. 16 Minimale Strahlungseffizienz in Abhängigkeit vom Druck

$\alpha_{\max}$ ist eine der wenigen Größen, die einer Messung zugänglich sind. Dieser Verstärkungskoeffizient wird aber durch Absorptionsprozesse auf die Kleinsignalverstärkung α_n reduziert.

4.5. Absorption der Ar_2^* -Strahlung

Die Teilchensorten, die zur Absorption der VUV-Strahlung führen können, sind in der Reihenfolge ihrer Häufigkeit:

a) Argon-Atome im Grundzustand

Diese Absorption ist auch im ungepumpten Gas vorhanden. Während die Absorption durch einzelne Argon-Atome vernachlässigbar ist, können Paare von Argon-Atomen, die sich zufällig nahe beinander auf der abstoßenden Potentialkurve des Grundzustands befinden, die Exzimer-Strahlung mit hohem Wirkungsquerschnitt

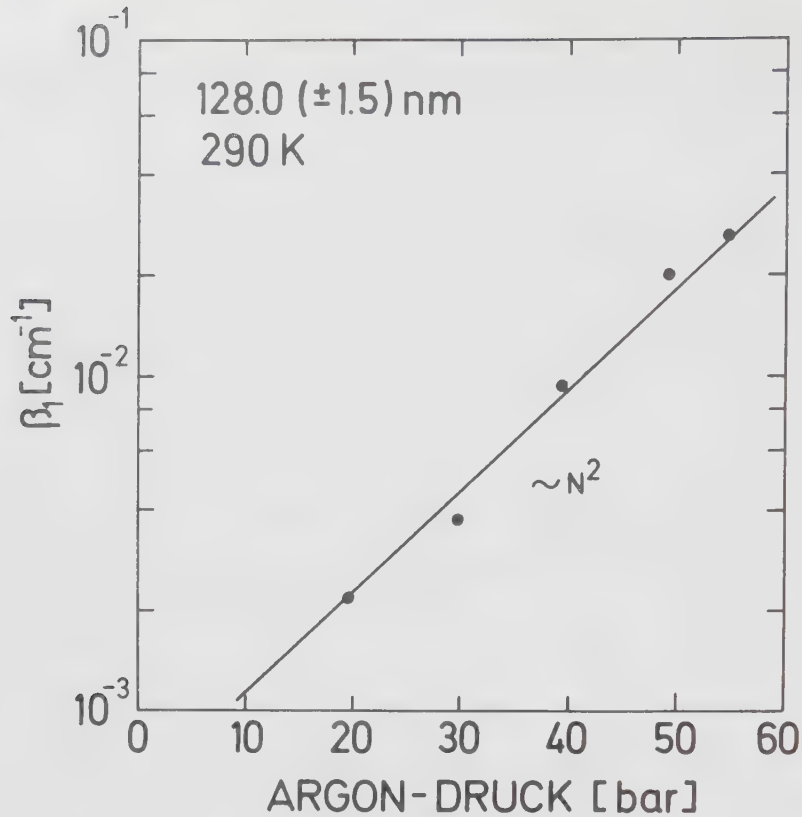


Fig. 17 Absorption von Argon-Gas in Abhängigkeit vom Druck

absorbieren. Messungen des Absorptionskoeffizienten von Argon in diesem Wellenlängenbereich liegen bisher nicht vor.

Um ihn zu messen, ist das Gas in der Feldemissionsdiode (vgl. Kap. 5), die in diesem Fall als Absorptionszelle diente, mit dem Ar_2^* -Exzimer-Kontinuum aus einer Gasentladungslampe nach Hinteregger durchstrahlt worden. Mit einem etwa 3 nm breiten Bereich um 128 nm, in dem diese Lampe gerade keine Verunreinigungslinien emittiert, wurde die Transmission dieses Lichts bei verschiedenen Gasdrücken gemessen. Der Absorptionskoeffizient (Fig. 17) ist deutlich proportional zum Quadrat des Drucks, was zu erwarten ist, wenn die Absorption durch Paare von Argon-Atomen erfolgt. Dieser wellenlängenunabhängige Absorptionskoeffizient von $\beta_1 = 1.25 \times 10^{-44} \text{ N}^2 \text{ cm}^5$ führt bei 60 bar zu einer Absorption von $\beta_1 = 0.032 \text{ cm}^{-1}$.

Wegen der Druckabhängigkeit dieser Absorption können auch Verunreinigungen

keine Rolle spielen. Die von ihnen verursachte Absorption könnte höchstens proportional zum Fülldruck anwachsen.

Die Zahl der Argon-Paare auf dem repulsiven Potential nimmt mit der Temperatur stark zu. Schon oft ist vermutet worden, daß eine solche temperaturabhängige Absorption verantwortlich ist für das vorzeitige Ende der Lasertätigkeit, das manchmal in Xenon-Lasern beobachtet wird /49/. Wir verwenden aber einen relativ kurzen Impuls von 18 ns, der zu einer Erwärmung von bis zu 300 K führt, was keine wesentliche Erhöhung der Absorption bewirkt /50/.

b) Ar_2^* -Exzimere

Exzimere können durch ihre eigene Strahlung ionisiert werden. Nach neuesten Rechnungen /51/ beträgt dafür der Wirkungsquerschnitt aus dem $^1\Sigma_u^+$ -Zustand $4 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. Da es sich um einen Übergang in das Kontinuum der freien Energiezustände handelt, hängt der Wirkungsquerschnitt nicht von Spineinstellungen und Symmetrien der Moleküle ab. Alle 8 möglichen Exzimer-Zustände haben wahrscheinlich den gleichen Photoionisationsquerschnitt, der im Bereich der Ar_2^* -Emission konstant ist. Da die Ar_2^* -Dichte proportional zum Druck wächst, gilt das auch für diese Absorption β_2 .

c) Angeregte Ar-Atome

Die Wirkungsquerschnitte für Photoionisation angeregter Ar-Atome betragen (bei 126 nm) nach Rechnungen /52/:

für den 4 s-Zustand: $5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$

für den 4 p-Zustand: 10^{-18} cm^2 .

Die Dichte dieser Zustände ist (im stationären Zustand) wieder gegeben durch die Forderung nach Gleichheit aller Raten in einer Reaktionskette:

$$\frac{4}{3} Q = k_3 N^2 [\text{Ar}^*] \quad (58)$$

Daraus folgt für die Konzentration angeregter Ar^* -Atome:

$$[\text{Ar}^*] = \frac{4/3 Q}{k_3 N^2} \quad (59)$$

Weil die Ionisationsrate etwa proportional mit dem Druck anwächst, wird diese Absorption β_3 umgekehrt proportional mit dem Druck abnehmen.

Da die berechneten Photoionisationsquerschnitte relativ ungenau, und die Dreierstoßraten aus den 4 p-Niveaus überhaupt nicht bekannt sind, ist es sinnvoll, diesen Beitrag zur Absorption experimentell zu bestimmen.

Als Ergebnis dieses Kapitels ergibt sich:

- a) Das elektronenstrahlgepumpte Argon-Gas ist ein Plasma mit einer Elektronentemperatur von 1.8 eV und einer Elektronendichte von $< 3.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.
- b) Die Dichte der entstandenen Ar_2^* -Exzimere steigt während des Pulses auf bis zu $3.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.
- c) Gleichzeitig sinkt der Strahlungswirkungsgrad bis auf 10 %.
- d) Der Verstärkungsgrad wird bis zu 0.39 cm^{-1} betragen.
- e) Die Absorption kann nicht vernachlässigt werden.

Alle Prozesse, die in unserem Modell berücksichtigt wurden, sind in Fig. 18 nochmals zusammengefaßt.

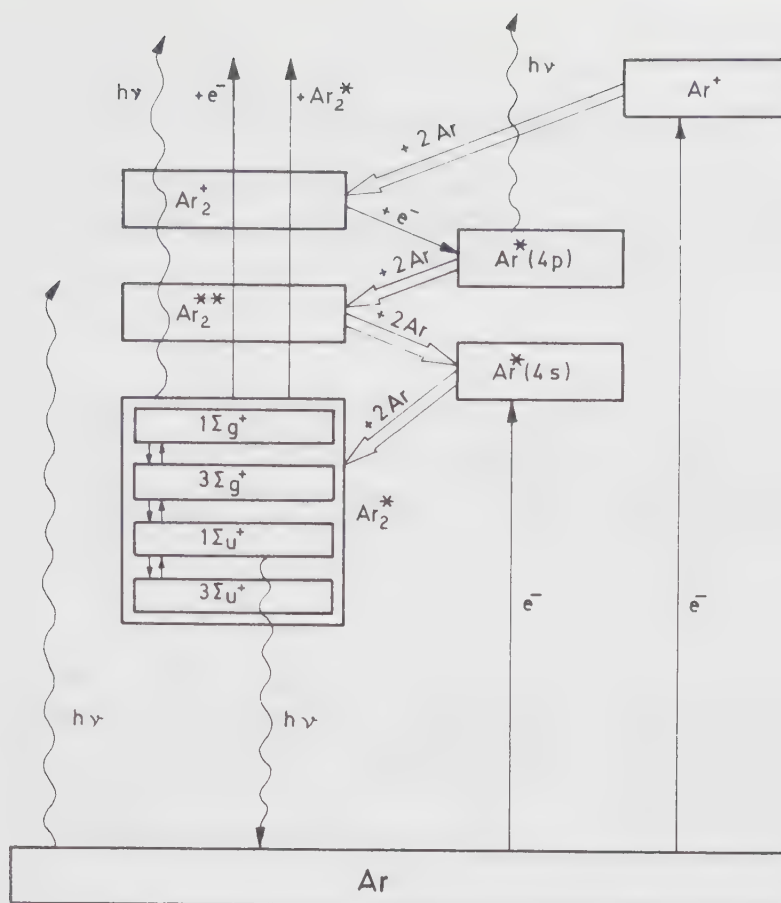


Fig. 18 Prozesse, die im Modell der Ar_2^* -Kinetik berücksichtigt werden

5. Untersuchung der Ar_2^* -Fluoreszenz

Bei der Untersuchung der Ar_2^* -Fluoreszenz in unserer Diodenanordnung fällt auf, daß die Linienbreite des Fluoreszenzspektrums mit zunehmendem Druck abnimmt, während seine Intensität fast exponentiell anwächst. Ursache ist die Verstärkung der spontanen Ar_2^* -Emission im langen dünnen Zylinder des Lasermediums. Aus Messungen der Verstärkung und der Linienbreiten wird sich die Absorption im Lasermedium ergeben.

5.1. Versuchsaufbau

In unserer koaxialen Anordnung ist nur eine Beobachtung in axialer Richtung möglich (Fig. 19). Um streifende Reflexion der VUV-Strahlung an den Innenwänden des Anodenrohrs zu verhindern, wurde in seinem Innern eine Drahtspirale angebracht.

Die VUV-Strahlung tritt durch MgF_2 -Fenster von 5 mm Dicke aus. Sie sind leicht geneigt eingebaut, so daß die an ihrer Oberfläche reflektierte Strahlung nicht in die verstärkende Zone zurückgeworfen werden kann. Die Transmission bei 126 nm beträgt 25 %.

An das Fenster schließt sich ein VUV-Strahlengang an. Um gleichzeitig ein Spektrum und seine gesamte Intensität messen zu können, enthält er einen Strahlteiler, eine 2 mm dicke MgF_2 -Platte, die 11 % des Lichts auf eine VUV-Photodiode und den Rest auf den Eingangspalt eines Spektrografen wirft.

Die Photodiode (Typ ITT F 4115) hat laut Herstellerangaben bei 125 nm eine Quanteneffizienz von 15 %. Das Signal der Diode muß, um ihre hohe Zeitauflösung (< 1 ns Anstiegszeit) zu erhalten, auf besonders dämpfungsarmen Kabeln

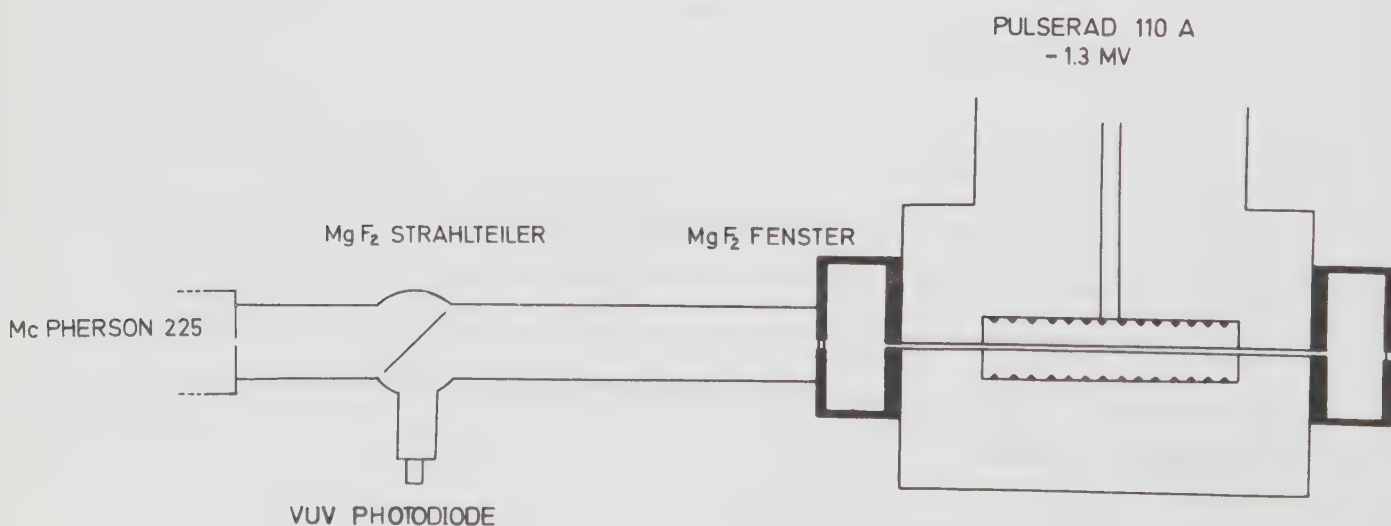


Fig. 19 Versuchsaufbau

in die Meßkabine übertragen werden, wo es von einem Tektronix Transient Digitizer R 7912 auf einen Speicherbildschirm geschrieben wird.

Die damit nachweisbaren Signale waren begrenzt durch einen Störpegel von $200\mu V$, was in Anbetracht der Spannungen, die die Elektronenkanone erzeugen kann, außerordentlich gering ist.

Der Vakuum-Spektrograf (McPherson 225) besitzt eine spektrale Auflösung von 0.83 nm/mm . Spektren werden entweder auf Film (Kodak 101) aufgenommen, oder Schuß für Schuß mit der Photodiode, die am Ausgangsspalt angebracht werden kann, vermessen.

Vor ihrer Benützung sind die optischen Eigenschaften aller wichtigen Komponenten (Fenster, Strahlteiler, Effizienz des Spektrografen) in einem eigens dazu konstruierten Reflektometer vermessen worden.

Das verwendete Argon-Gas enthält laut Hersteller weniger als $1,5\text{ ppm}$ Verunreinigungen, vorwiegend H_2O und N_2 . Um diese hohe Reinheit zu erhalten, besteht die gesamte Gas-Handhabungsapparatur aus Edelstahllarmaturen. Die Druckfestigkeit ebenso wie die Dichtheit unter Druck sind bis 100 bar untersucht worden. Eine piezoresistive Sonde mißt den Absolutdruck mit einem Fehler von $< 1\%$.

Eine Umwälzpumpe nach Hohla mit einer magnetischen Drehdurchführung läßt das Gas durch die beiden Druckkammern zirkulieren. Damit können Gase gemischt werden. Für die Nachreinigung enthält dieser Kreislauf noch Reaktorgefäße. Als Ergebnis zahlreicher Versuche hat sich ein Reinigungsverfahren ergeben (Fig. 20), bei dem das Gas durch ein Molekularsieb von $5\text{ \AA}$ Porenweite strömt. In dieses Sieb ragt eine Kühlschlange, durch die flüssiges Isopentan gepumpt wird. Das wiederum wird so schnell durch flüssigen Stickstoff geleitet, daß es nicht gefriert. Der Grund für dieses ungewöhnliche Verfahren ist, daß Argon bei der Temperatur flüssigen Stickstoffs kondensieren kann. Isopentan garantiert mit seinem Schmelzpunkt von $-159.9^\circ C$, daß dieser Fall nicht eintritt. Dieses Reinigungssystem macht das Gas

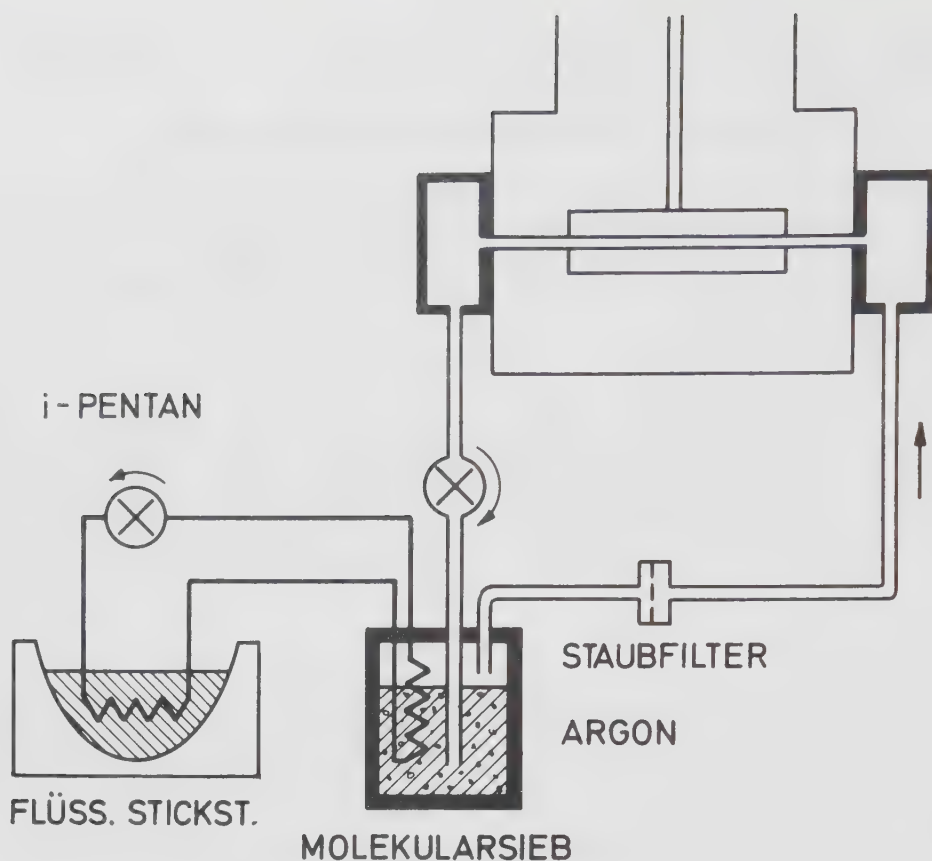


Fig. 20 Gas-Nachreinigungssystem

zwar nicht sauberer, als es aus der Flasche kommt, es beseitigt aber Verunreinigungen, die während des Elektronenbeschusses entstehen.

5.2. Experimentelle Ergebnisse: Fluoreszenzspektren

Ein typisches Ar_2^* -Fluoreszenzspektrum bei einem Argon-Druck von 10 bar ist in Fig. 21 dargestellt. Seine Halbwertsbreite beträgt $10.5 (\pm 0.2)$ nm. Daß die Transmission des optischen Aufbaus zu kürzeren Wellenlängen hin absinkt, hat keinen Einfluß auf die Halbwertsbreite. Unter Berücksichtigung der Transmission ergibt sich der gestrichelte Verlauf: das tatsächliche Exzimer-Spektrum ist gegenüber dem gemessenen um 1.3 nm verschoben.

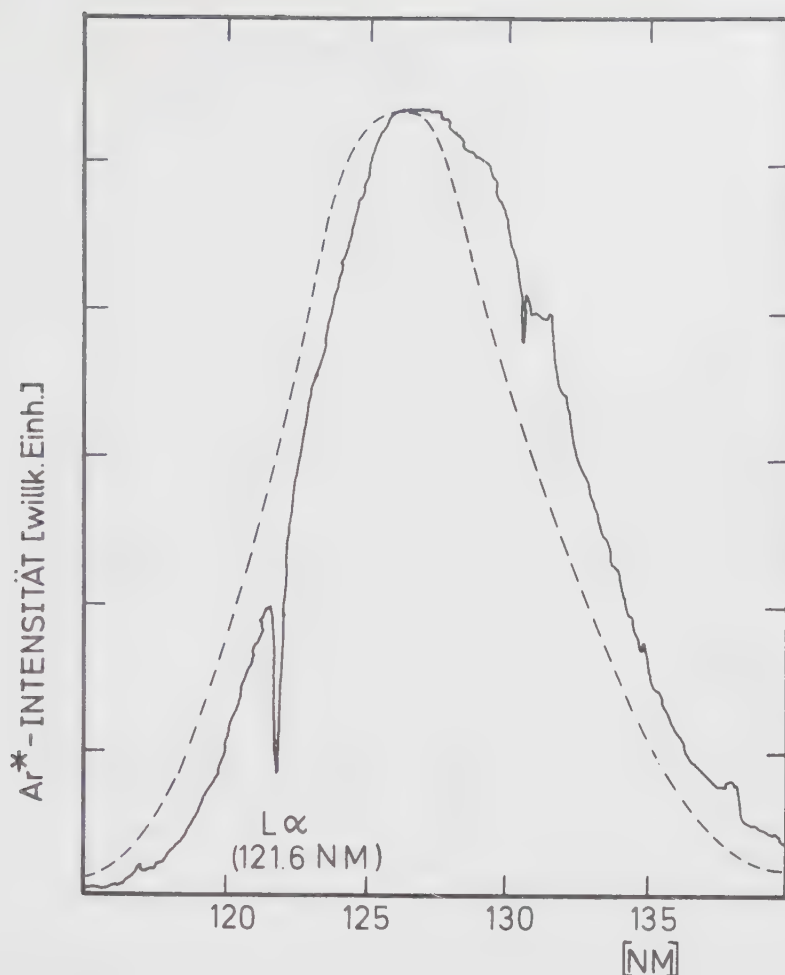


Fig. 21 Typisches Ar_2^* -Fluoreszenzspektrum

Dieses Spektrum hat bei der Lyman-Alpha-Wellenlänge eine Absorptionslinie. Diese Lyman-Alpha-Linie gehört zusammen mit dem OI-Multiplett (130.2 nm) und dem NI-Multiplett (123.9 nm) zu jener Klasse von Verunreinigungslinien, die auch mit einer frischen Gasfüllung schon vorhanden sind. Zur zweiten Klasse gehören die CI-Multipletts /53/ bei 126.07 - 126.17 nm und 127.72 - 128.09 nm, die erst nach dem 1. Schuß auftauchen und dann mit jedem Schuß stärker werden. Beide Klassen lassen sich durch den Einsatz des Gasreinigungssystems weitgehend beseitigen. Für das Spektrum in Fig. 22 wurden 16 Schüsse ohne Reinigungssystem auf die gleiche zirkulierende Gasfüllung abgegeben. Bei Fig. 23 wurde das Reinigungssystem verwendet. Für Lasertätigkeit bei Lyman-Alpha wichtig ist noch, daß das tatsächliche Exzimer-Spektrum (Fig. 21) nach Interpolation bei 121.6 nm noch 57 % seiner maximalen Intensität besitzt.

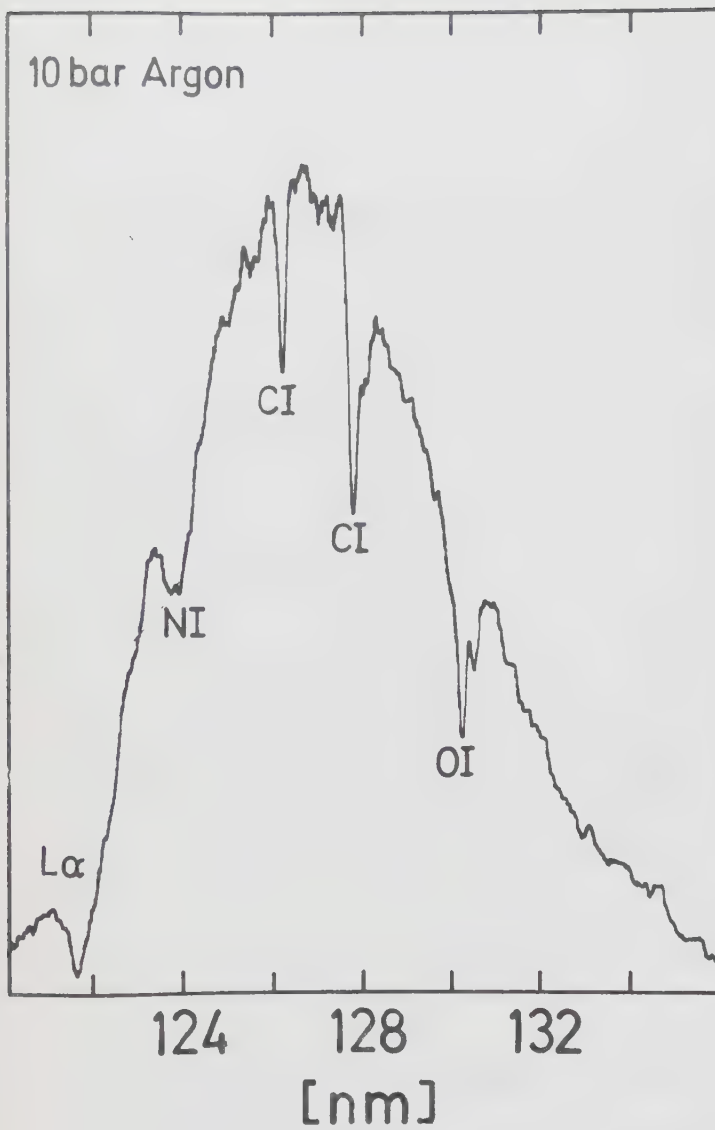


Fig. 22 Ar_2^* -Spektrum ohne Gasnachreinigung



Fig. 23 Ar_2^* -Spektrum mit Gasnachreinigung

5.3. Direkte Verstärkungsmessungen

Die Ausbreitung des Lichts in Laserverstärkern, deren Länge, wie im vorliegendem Fall, wesentlich größer ist als ihr Durchmesser, läßt sich mit einem eindimensionalen Modell beschreiben /54/. Das Anwachsen der Lichtintensität $I(\lambda, z)$ in Abhängigkeit von Wellenlänge λ und Ort z ist dann gegeben durch:

$$\frac{d}{dz} I(\lambda, z) = (\alpha(\lambda) - \beta) I(\lambda, z) + k\alpha(\lambda) \quad (60)$$

k beschreibt die Intensität der spontanen Emission. Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$I(\lambda, z) = I(\lambda, 0) \exp[(\alpha(\lambda) - \beta)z] + \frac{k\alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda) - \beta} \left\{ \exp[(\alpha(\lambda) - \beta)z] - 1 \right\} \quad (61)$$

Wie in Kap. 2.3. erläutert, kann die Verminderung des Verstärkungskoeffizienten $\alpha(\lambda)$ durch die Strahlung vernachlässigt werden.

Das Prinzip der spektral aufgelösten Messung des (Netto-) Verstärkungsgrads α_n

$$\alpha_n(\lambda) = \alpha(\lambda) - \beta \quad (62)$$

besteht nun einfach darin, die Länge der verstärkenden Zone zu variieren.

Ein Edelstahlrohr mit einer Wandstärke von 1 mm wird in die eine Hälfte der Anode hineingeschoben und schirmt so die Hälfte der gepumpten Zone gegen Elektronenbeschuss ab (Fig. 24). Das als Funktion der Wellenlänge gemessene Signal $I_1(\lambda)$ ergibt sich nach Gl. (61) als das Superfluoreszenz-Signal aus einer Zone der Länge $L/2 = 125$ mm. Ohne dieses Rohr wird ein Signal $I_2(\lambda)$ gemessen, das sich aus zwei Beiträgen zusammensetzt: zusätzlich zum Signal $I_1(\lambda)$ erhält man einen Beitrag, der durch Verstärkung von $I_1(\lambda)$ in einer Zone der Länge $L/2$ zustande kommt:

$$I_2(\lambda) = I_1(\lambda) + I_1(\lambda) e^{\frac{\alpha_n L}{2}} \quad (63)$$

Der Verstärkungsgrad ergibt sich direkt aus dem Verhältnis dieser beiden Signale zu:

$$\alpha_n(\lambda) = \frac{2}{L} \ln\left(\frac{I_2}{I_1} - 1\right) \quad (64)$$

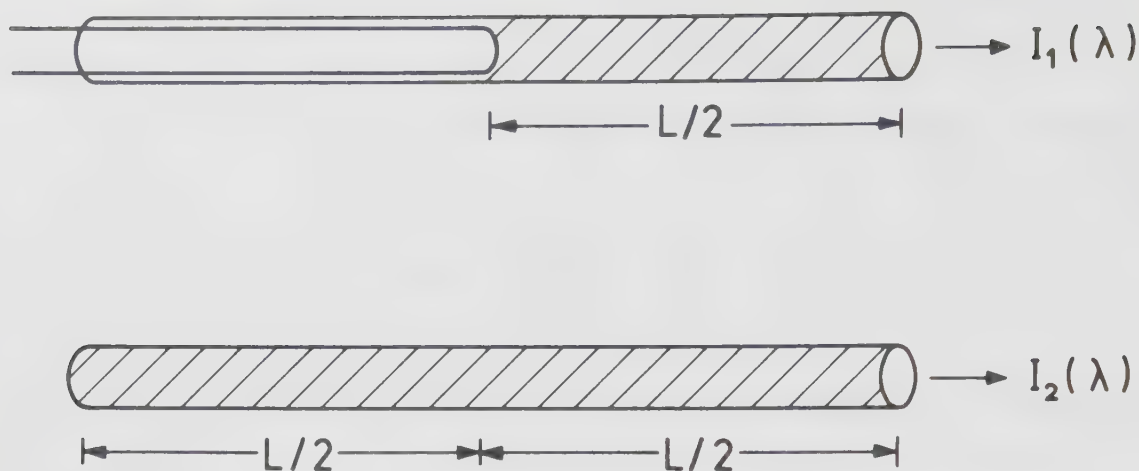


Fig. 24 Verfahren zur Bestimmung des Verstärkungsgrades

Der Raumwinkel war hier durch den Eingangsspalt des Monochromators (Spaltbreite 0.6 mm) begrenzt. Abschätzungen mit Hilfe eines Modells der Superfluoreszenz, das Raumwinkleinflüsse explizit berücksichtigt, zeigen dann, daß die Korrekturen bei α n geringer als 10^{-5} wären /55/. Am Ausgangsspalt des Monochromators befand sich die Photodiode. Ausgewertet wurde jeweils das zeitliche Maximum des Photodiodensignals. Die Schuß-zu-Schuß-Schwankungen dieser Superfluoreszenz-Signale führen dann zu einer erheblichen Streuung der Messungen des Verstärkungsgrades. An den Rändern des Ar_2^* -Kontinuums waren die Signale so klein, daß elektrische Störungen zu Schwankungen der Meßwerte führen konnten.

Die Fig. 25 - 29 zeigen Messungen des Verstärkungsgrades als Funktion des Drucks bei verschiedenen Wellenlängen. Das Maximum der Verstärkung liegt bei 126.5 nm (Fig. 27). Hier wächst der Verstärkungsgrad etwa proportional mit dem Druck bis 0.18 cm^{-1} an.

Wie erwartet fällt der Verstärkungsgrad sowohl zu kürzeren als auch zu längeren Wellenlängen hin ab, bis auf etwa 0.07 cm^{-1} bei 123.5 nm und 128.0 nm und 30 bar (vgl. Fig. 26 und 28): Grenzen, die noch bei den Laserexperimenten von Bedeutung sein werden.

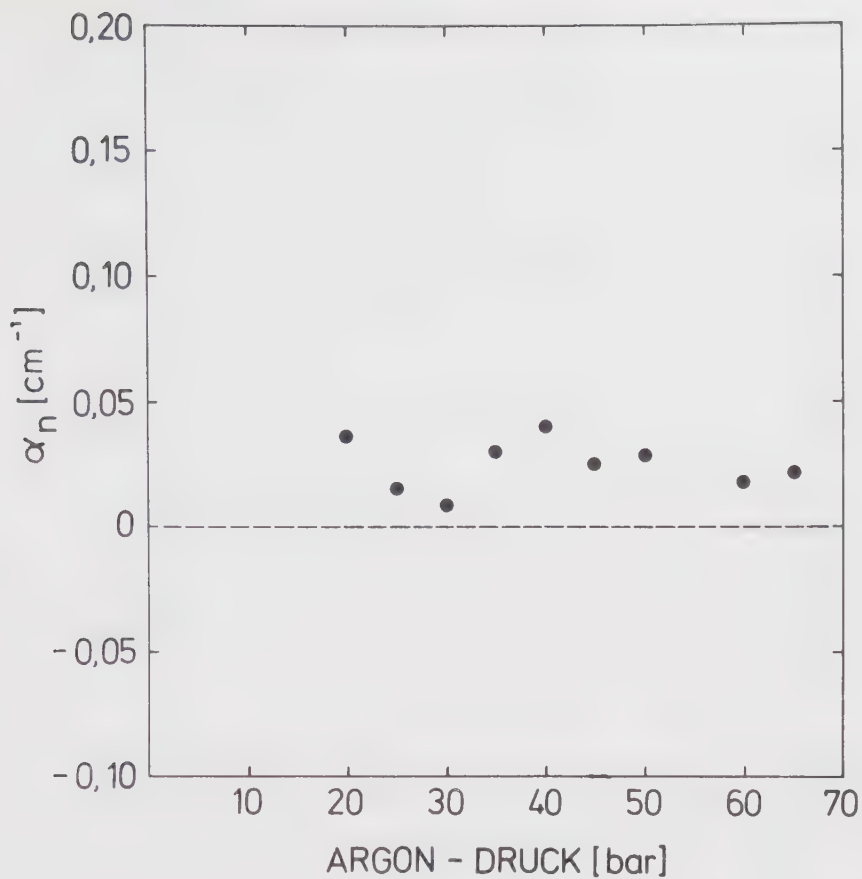


Fig. 25 Verstärkungsgrad als Funktion des Drucks bei 122.0 nm

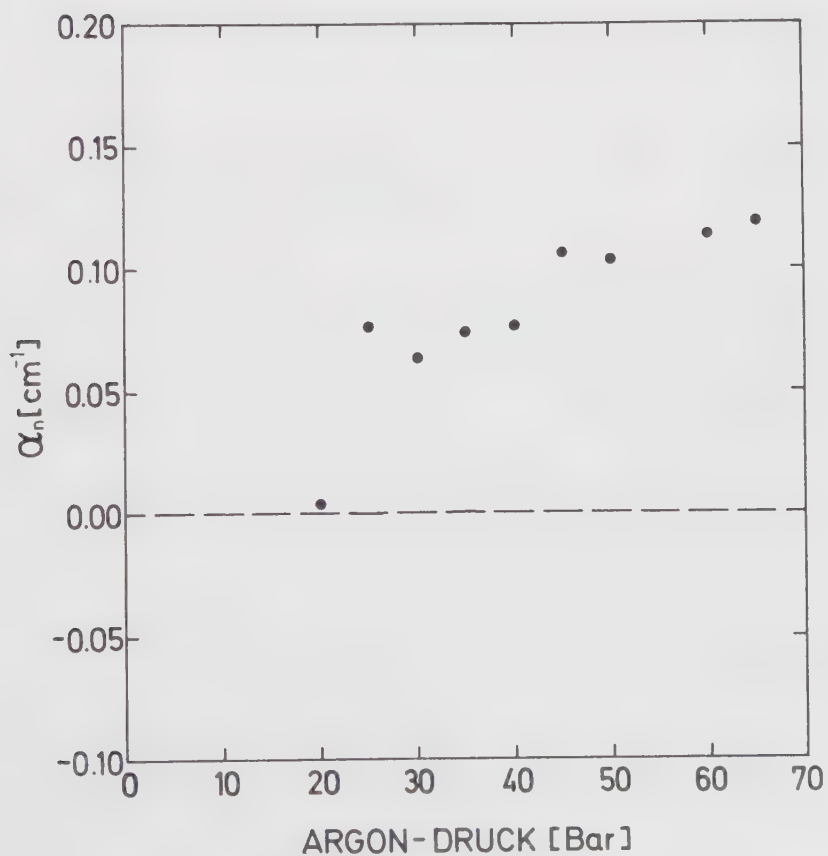


Fig. 26 Verstärkungsgrad als Funktion des Drucks bei 123.5 nm

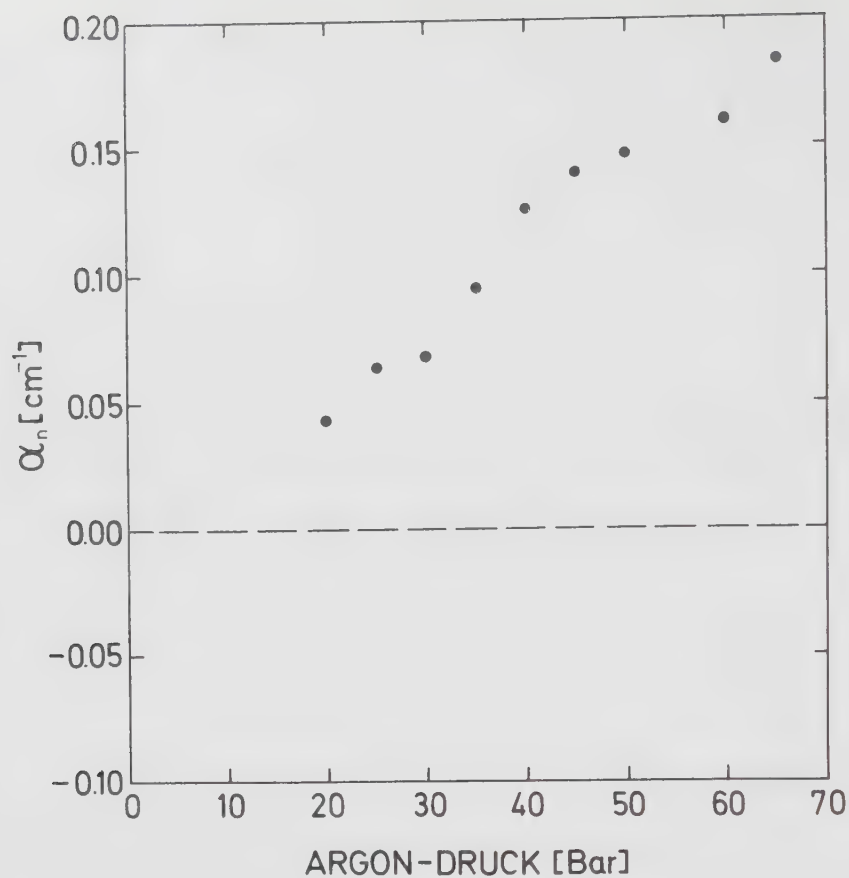


Fig. 27 Verstärkungsgrad als Funktion des Drucks bei 126.5 nm

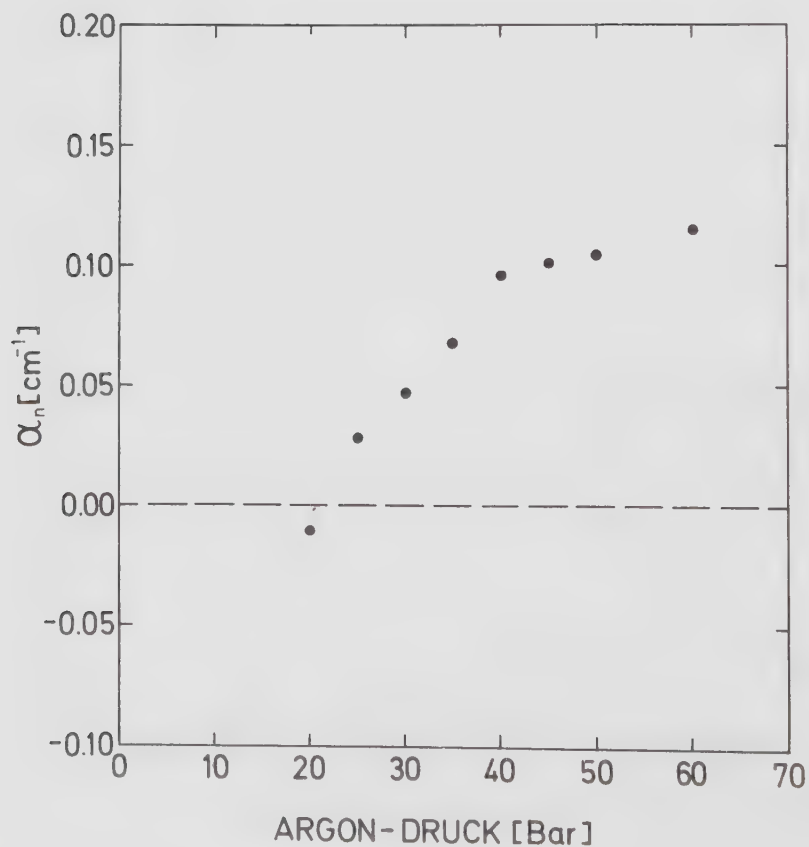


Fig. 28 Verstärkungsgrad als Funktion des Drucks bei 128.0 nm

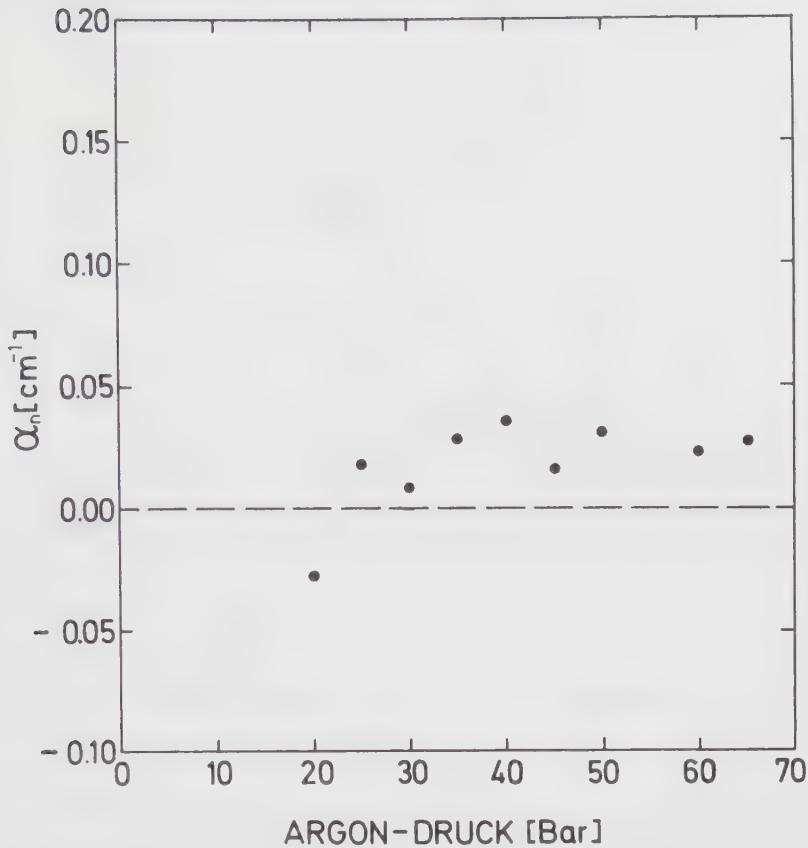


Fig. 29 Verstärkungsgrad als Funktion des Drucks bei 129.5 nm

Bei einem Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen fällt zweierlei auf:

- a) der Verstärkungsgrad α_n sinkt schon bei einer Wellenlänge auf weniger als die Hälfte (Fig. 25, 29), wo noch mehr als 50 % der Ar_2^* -Intensität vorhanden sind (vgl. Kap. 5.2.).
- b) der Verstärkungsgrad α_n beträgt maximal 0.18 cm^{-1} (Fig. 27) obwohl 0.39 cm^{-1} erwartet wurden.

Offenbar ist die gemeinsame Ursache, daß eine breitbandige Absorption β den "Sockel" des Verstärkungsprofils $\alpha(\lambda)$ "abschneidet" (vgl. Fig. 30). Diese Absorption ergibt sich (bei bekanntem α_n) aus einer Messung von α .

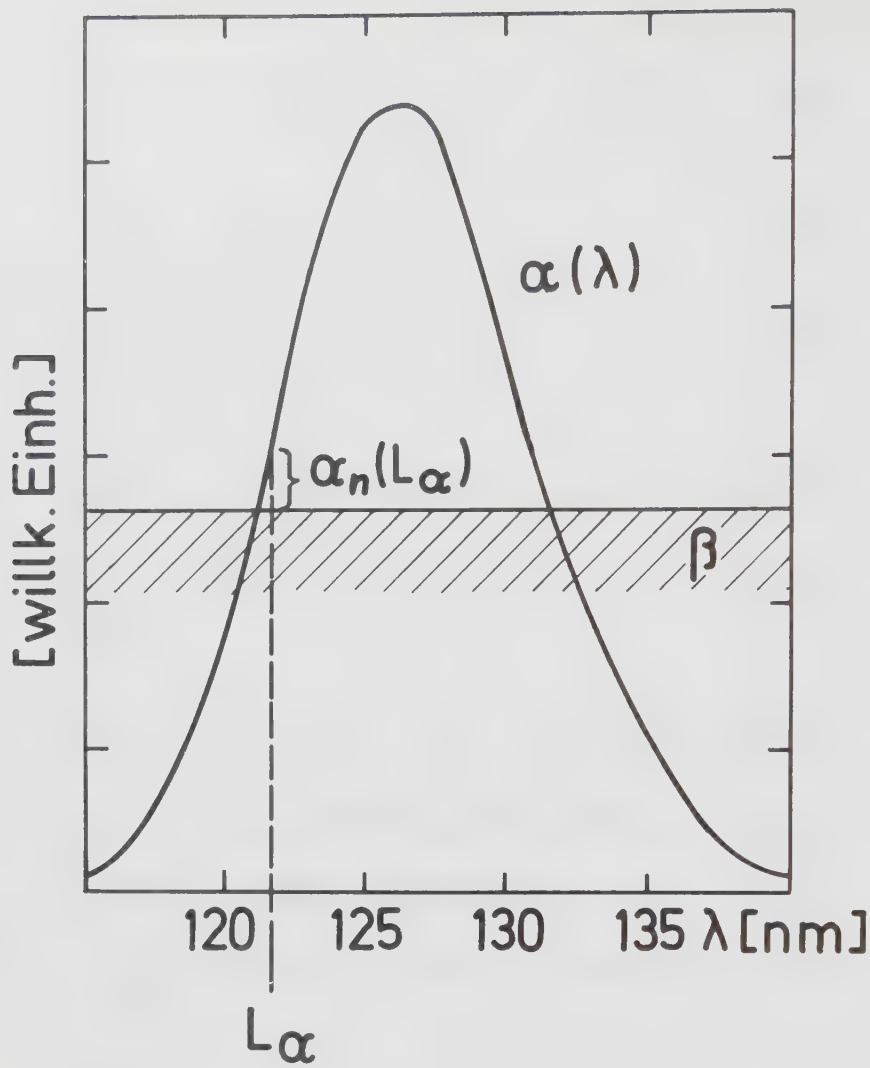


Fig. 30 Einfluß der Absorption auf die Verstärkung

5.4. Bestimmung der Absorption

Wird das invertierte Medium nicht als Verstärker betrieben, dann fällt der erste Term in Gl. (61) weg ($I(\lambda, 0) = 0$), und $I(\lambda, z)$ wird zur Intensität der verstärkten spontanen Emission, zur sogenannten Superfluoreszenz. Deren spektrale Breite wird allein bestimmt durch den Verstärkungskoeffizienten $\alpha(\lambda)$, der einindirektes Maß ist für die Dichte der verstärkenden Ar_2^* -Exzimer. Es läßt sich nämlich zeigen, daß der Einfluß der Absorption auf die Linienbreite vernachlässigbar ist.

Nach Kap. 2.2. hat der Verstärkungskoeffizient die Form:

$$\alpha(\lambda) = \alpha_0 \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2\right] \quad (65)$$

mit der Linienbreite $\Delta\lambda$.

Entwickelt man $\alpha(\lambda)$ in eine Potenzreihe:

$$\alpha(\lambda) \approx \alpha_0 \left[1 - \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda}\right)^2 + \dots \right] \quad (66)$$

dann wird das Spektrum der Superfluoreszenz in dem Maße, wie der Verstärkungskoeffizient durch eine Parabel angenähert wird, wieder eine Gaußfunktion. Aus dem Verhältnis dieser Linienbreite zur Halbwertsbreite des Spektrums bei vernachlässigbar geringer Verstärkung (10.6 nm) ergibt sich direkt α_0 .

Zur Bestimmung der Linienbreite der Superfluoreszenz wurden die gleichen Messungen verwendet, aus denen sich in Kap. 5.3. die Netto-Verstärkungsgrade ergaben. Die Spektren, die auf diese Weise gewonnen wurden, haben in guter Näherung die Form einer Gaußfunktion. Die Linienbreiten wurden aus einer Interpolation mit solchen Funktionen bestimmt, wobei die Spaltbreite nur zu einer unwesentlichen Korrektur führt.

Das Ergebnis von Messungen der Halbwertsbreiten als Funktion des Drucks ist in Fig. 31 dargestellt. Mit den gemessenen Halbwertsbreiten ergibt sich so α_0 nach Fig. 32. Der maximale Verstärkungskoeffizient wächst von 0.15 cm^{-1} (20 bar) annähernd linear auf 0.35 cm^{-1} (65 bar) an.

Diese Meßwerte lassen sich direkt mit dem Modell der Exzimer-Kinetik aus Kap. 4 vergleichen. Aus der nach Fig. 15 berechneten Exzimer-Dichte läßt sich mit dem Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission ($1.0 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$) der in Fig. 32 gestrichelt dargestellte Verlauf für den Verstärkungskoeffizienten berechnen. Angesichts der zahlreichen Annahmen, die bei der modellmäßigen Berechnung der Exzimer-Dichte benutzt wurden, ist die Übereinstimmung befriedigend.

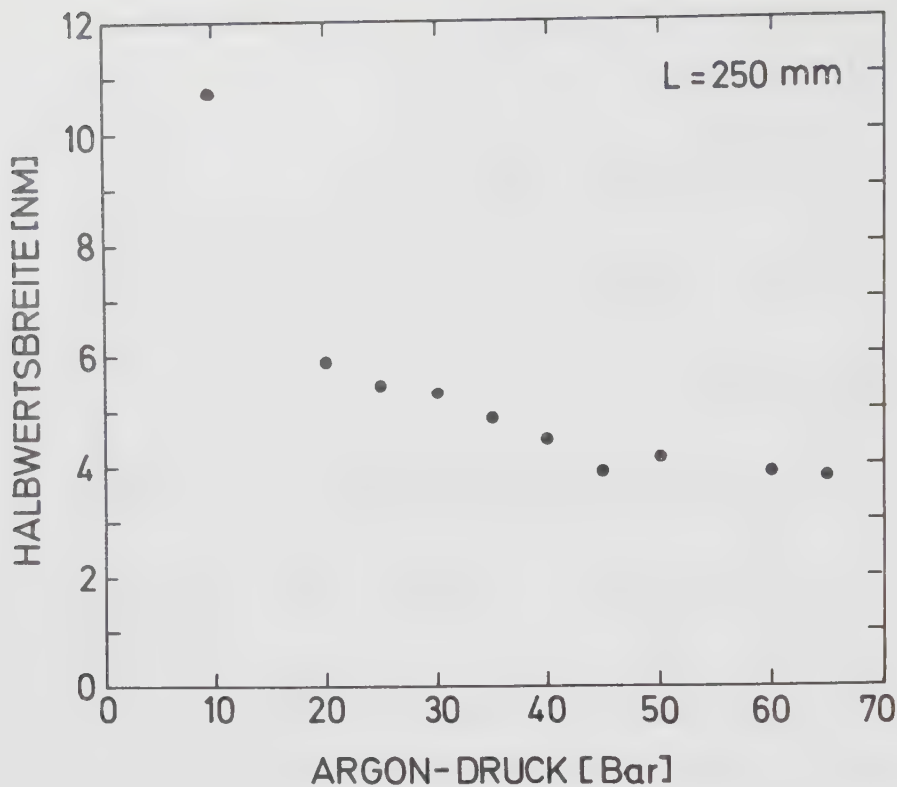


Fig. 31 Halbwertsbreite des Ar_2^* -Spektrums als Funktion des Drucks

Ein Vergleich des Verstärkungsgrades α_n (126.5 nm) (der für $\beta = 0$ mit α_o identisch sein sollte) mit dem Verstärkungskoeffizienten α_o nach Fig. 32 ergibt eine Differenz von etwa 0.1 cm^{-1} . Das ist eine breitbandige Absorption β , die in Fig. 33 nochmals getrennt dargestellt ist.

Die mögliche Ursache dieser Absorption wurde bereits in Kap. 4.5. diskutiert:

- Eine Absorption β_1 durch Paare von Ar-Atomen. Sie ist in dieser Arbeit erstmals gemessen worden und wächst proportional zum Quadrat des Drucks an.
- Photoionisation von Exzimeren. Diese Absorption β_2 wächst proportional zum Druck an.
- Photoionisation von angeregten Ar-Atomen. Diese Absorption β_3 nimmt umgekehrt proportional zum Druck ab.

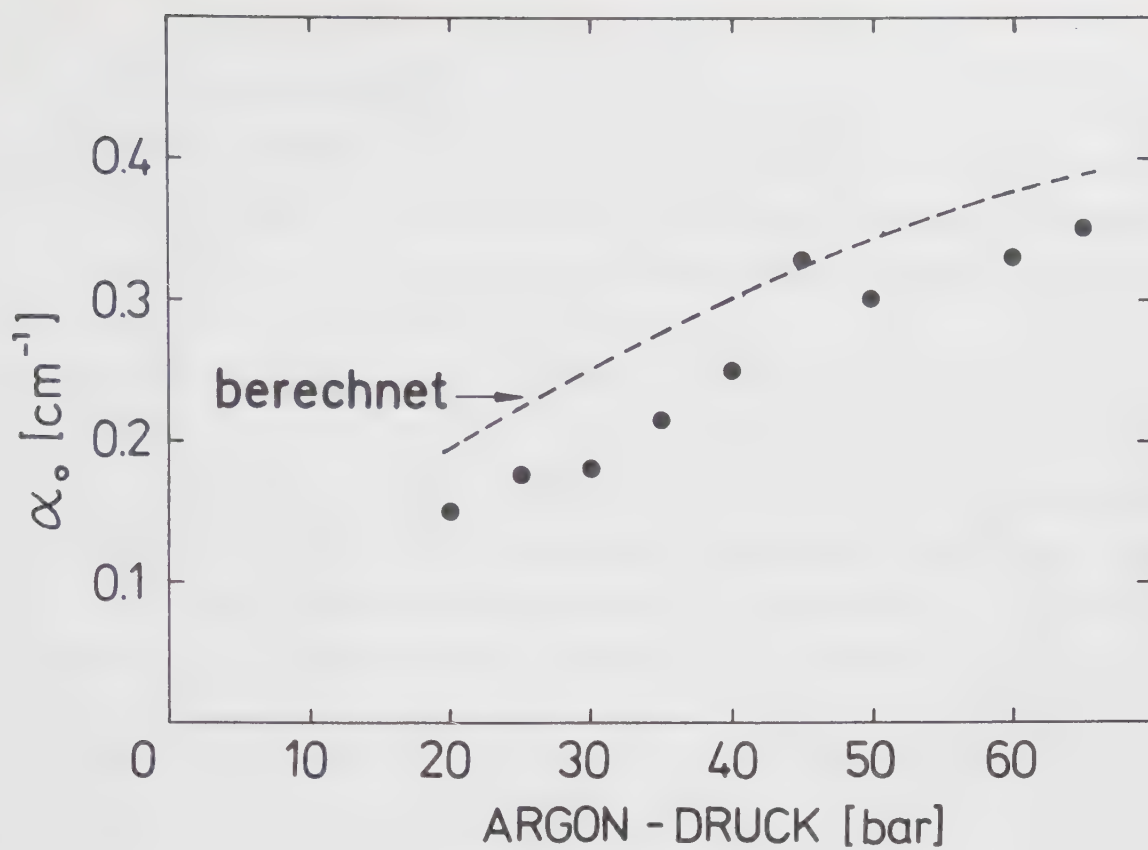


Fig. 32 Verstärkungskoeffizient als Funktion des Drucks

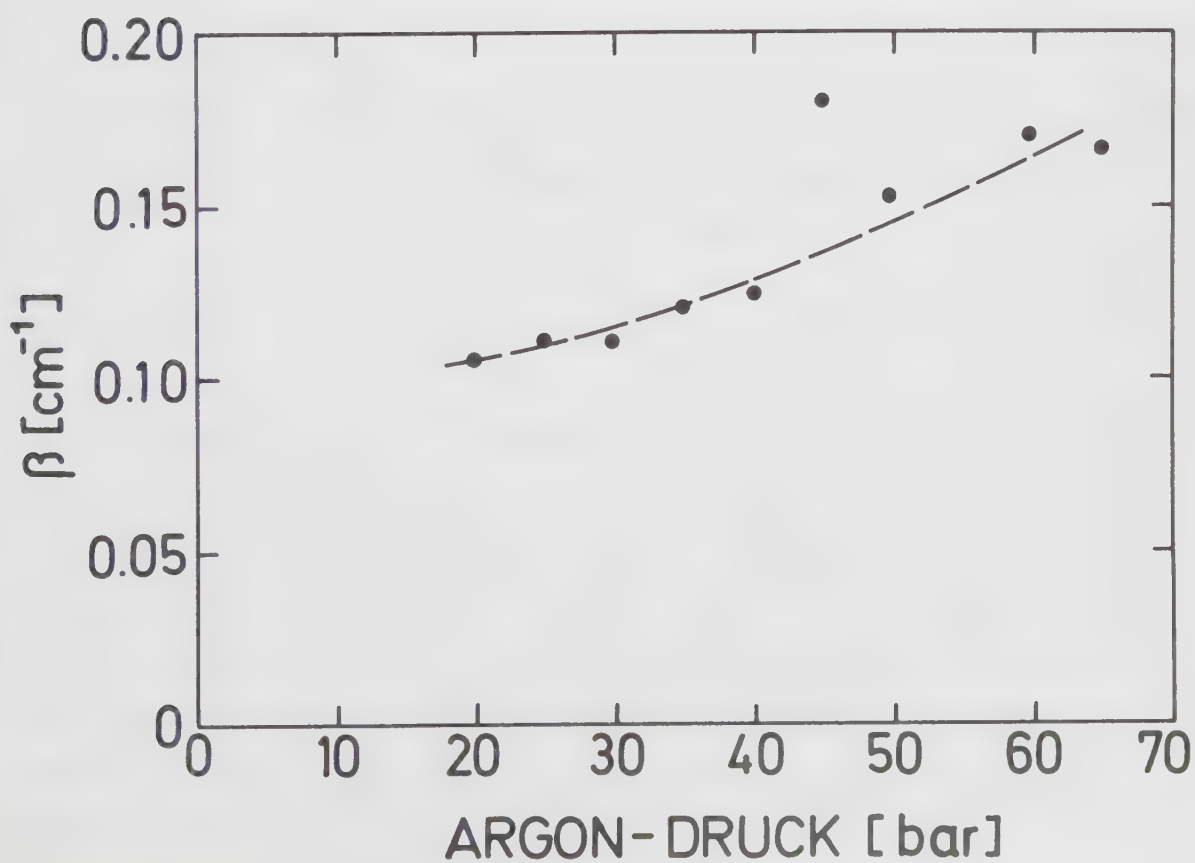


Fig. 33 Absorption in elektronenstrahlgepumptem Argon

Fig. 34 zeigt, wie gut die gemessene Absorption mit Hilfe dieser Beiträge erklärt wird. Die Aufteilung in die drei Komponenten ist eindeutig: während β_1 direkt gemessen wurde, kann die Trennung in β_2 und β_3 mit Hilfe der unterschiedlichen Druckabhängigkeit festgelegt werden.

Bei Drücken um 20 bar dominiert offenbar die Photoionisation von Ar^* , weil der Abbau durch Dreierstöße relativ langsam verläuft. Bei Drücken um 60 bar wird die Absorption durch die Photoionisation von Ar_2^* bestimmt. Der Beitrag β_2 ergibt sich exakt in der in Fig. 34 dargestellten Form, wenn man wie in Kap. 4.5. angegeben, für die Photoionisation von Ar_2^* ($^1\Sigma_u^+$) einen Wirkungsquerschnitt von $4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ benutzt und die Exzimer-Dichte nach Fig. 15 einsetzt.

Schlechter ist die Übereinstimmung bei der Absorption β_3 . Nach Kap. 4.5. ist der Wirkungsquerschnitt für Ar^* (4 p) mit 10^{-18} cm^2 20 mal höher als für Ar^* (4 s), so daß nur die

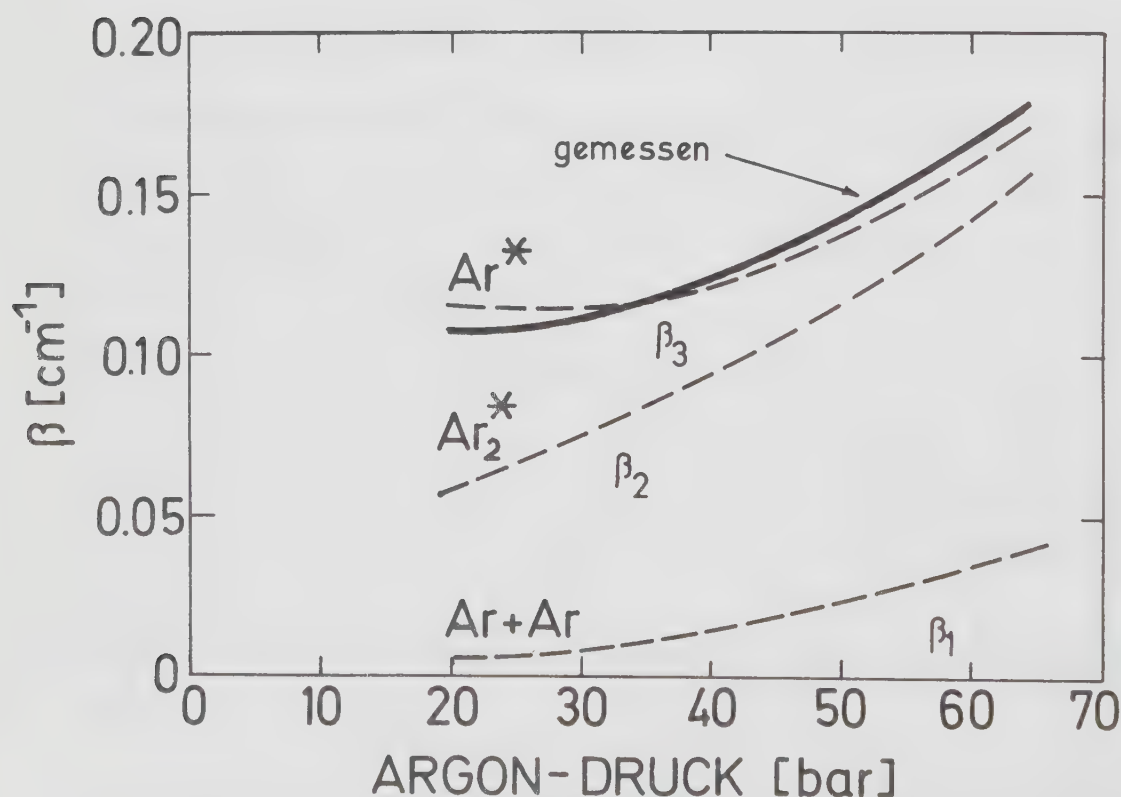


Fig. 34 Beiträge zur Absorption in elektronenstrahlgepumptem Argon

Absorption aus den 4p-Zuständen betrachtet werden muß. Unterstellt man, daß der berechnete Wirkungsquerschnitt exakt ist, dann muß angenommen werden, daß die Dreierstoßraten aus den 4p-Zuständen $2.3 \times 10^{-33} \text{ cm}^6/\text{s}$ betragen. Diese Dreierstoßraten sind bislang nicht gemessen worden. Es gibt aber keinen Grund, warum sie nicht mit den gemessenen Raten für die 4s-Zustände übereinstimmen sollten. Da die genannte 4p-Dreierstoßrate um einen Faktor 4 unter der Rate aus den 4s-Zuständen liegt (vgl. Kap. 4.4), erscheint diese Erklärung wenig plausibel.

Unter der Annahme, daß die Dreierstoßraten für 4 p und 4 s identisch sind, müßte der Photoionisationsquerschnitt der 4 p-Zustände bei $4.2 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ liegen. Dieser Wert liegt noch im Bereich des Möglichen, denn Photoionisationsquerschnitte sind grundsätzlich schwierig zu berechnen und Werte verschiedener Autoren können um Größenordnungen streuen.

Das Ergebnis dieser Absorptionsmessungen lautet also:

- a) Bei niedrigen Drücken dominiert die Photoionisation von Ar^* , bei hohen Drücken durch Ar_2^* .
- b) Entweder ist der Photoionisationsquerschnitt für $\text{Ar}^*(4\text{ p})$ höher als bislang berechnet, oder die Dreierstoßrate aus den 4 p-Niveaus ist geringer als die aus den 4 s-Niveaus.

5.5. Zeitlicher Verlauf der verstärkten spontanen Emission

Ein entscheidender Test für unser Modell der Ar_2^* -Kinetik ist, ob der Signalverlauf richtig wiedergegeben wird. Eine wesentliche Diskrepanz wäre ein Indiz dafür, daß wichtige Prozesse übersehen wurden.

Das Licht, daß bei der Untersuchung der Superfluoreszenz gemessen wird, wird in einer Strecke von höchstens 25 cm während einer Laufzeit von weniger als 1 ns verstärkt. Auf einer Zeitskala von $> 1 \text{ ns}$ läßt sich deshalb Gl. (61) als zeitabhängig auffassen :

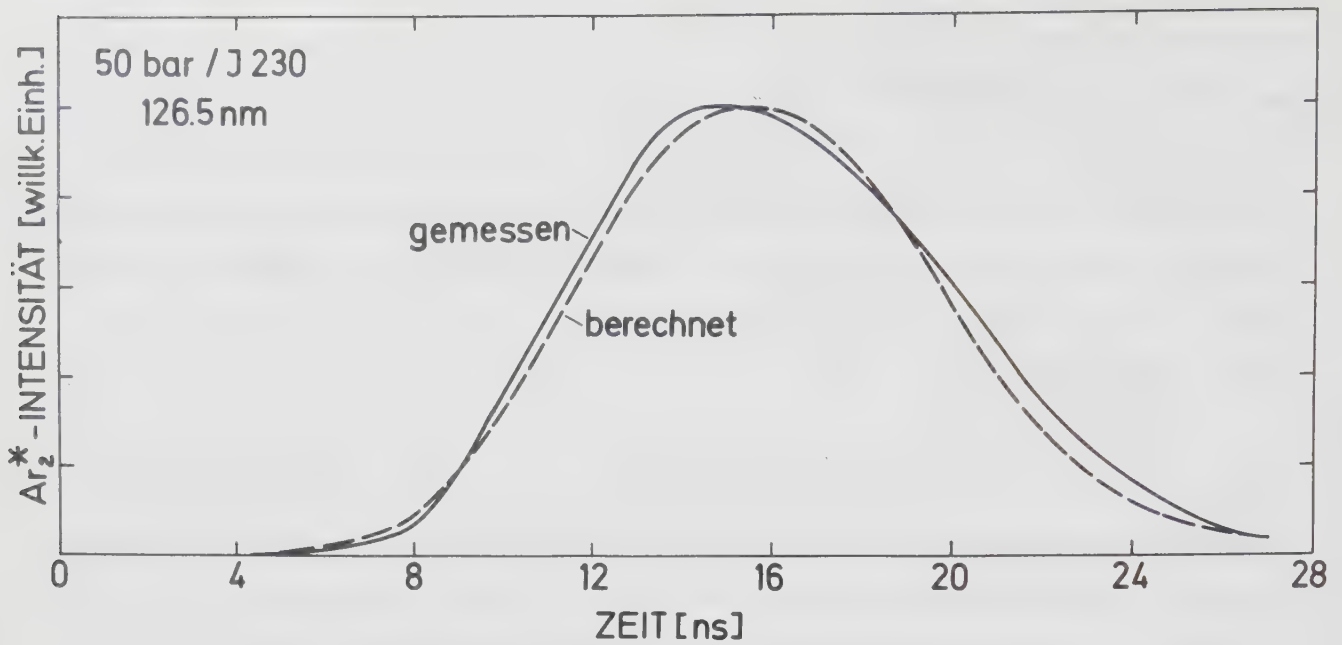


Fig. 35 Berechneter und gemessener Zeitverlauf der Superfluoreszenz

$$I(\lambda, t) = \frac{k\alpha(\lambda, t)}{\alpha_n(\lambda, t)} \left\{ \exp[\alpha_n(\lambda, t)L] - 1 \right\} \quad (67)$$

Dabei ist der Verstärkungsgrad $\alpha_n(\lambda, t)$ als Funktion der Zeit gegeben durch die früher aus der Form des Anregungsimpulses berechneten Dichten der Ar_2^* -Exzimer und Ar^* -Atome. Dazu kommt noch die (zeitunabhängige) Grundzustandsabsorption:

$$\alpha_n(\lambda, t) = \alpha(\lambda, t) - \beta_1 - \beta_2(t) - \beta_3(t) \quad (68)$$

Fig. 35 zeigt den Vergleich zwischen einem berechneten Superfluoreszenz-Signal (bei 126.5 nm und 50 bar) und dem tatsächlich gemessenen. Ähnlich gute Übereinstimmung wird bei anderen Drücken und anderen Wellenlängen beobachtet. Diese Übereinstimmung unterstreicht, daß tatsächlich keine wichtigen Prozesse vernachlässigt worden sind.

Frühere Modelle der Exzimer-Kinetik haben entweder gut die Ergebnisse von Fluoreszenz- oder von Laser-Experimenten beschrieben. Dieses Modell leistet beides,

denn die Form der Fluoreszenzsignale wird hier bestimmt vom Verstärkungsgrad. Damit ist das Modell vorzüglich geeignet, um die Ergebnisse von Laserexperimenten vorauszuberechnen.

Dies ist um so bemerkenswerter, als dieses Modell i.V. zu früheren eine Reihe tiefgreifender Vereinfachungen enthält. Die Vorgehensweise, den Einzelzustand des Argon-Plasmas stationär zu betrachten und von seiner dominierenden Rolle auszugehen, hat sich offensichtlich bewährt. Insbesondere zeigt es sich, daß die Reaktionen, die zur Zerstörung von Exzimeren und Entstehung von Elektronen führen, ohne Wirkung auf diesen Zustand sind.

6. Laserexperimente (ohne Abstimmung)

6.1. Lasertätigkeit im VUV

Laserlicht besitzt eine Reihe einzigartiger Eigenschaften, aus denen sich folgende Kriterien für Lasertätigkeit ergeben /56/:

- a) Das Laserspektrum ist wesentlich schmäler als das (Super-) Fluoreszenzspektrum.
- b) Die Laserintensität hängt empfindlich von der Spiegeleinstellung ab.
- c) Lasertätigkeit ist nur oberhalb einer bestimmten Schwelle der Anregungsintensität vorhanden.
- d) Ein Laserpuls ist gegenüber dem Fluoreszenzimpuls verkürzt.
- e) Setzt Lasertätigkeit ein, dann wird senkrecht zur Richtung der Laserstrahlen eine Abnahme der spontanen Emission beobachtet.
- f) Laserstrahlen werden räumlich gebündelt emittiert.

Spontane Emission senkrecht zur Laserachse (Kriterium e) kann in unserer Apparatur aus räumlichen Gründen nicht beobachtet werden. Die Bestimmung der Strahldivergenz (Kriterium f) stößt auf praktische Probleme. Wenn im folgenden von Lasertätigkeit die Rede ist, dann impliziert das immer die Erfüllung der Kriterien a) - d), auch wenn das nicht ausdrücklich mitgeteilt wird.

Gewöhnlich wird die Schwelle für Lasertätigkeit definiert durch die Forderung:

$$R_1 R_2 e^{2\alpha_n L} \geq 1 \quad (69)$$

Diese Formel besagt, daß die Verstärkung pro Resonatorumlauf größer sein muß als die Verluste. Dies würde (mit $R_1 = R_2 = 0.8$) eine minimale Verstärkung von $9 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ erfordern. Diese Bedingung muß aber hier erheblich übertroffen werden, denn in der kurzen Zeit, in der in unserer Anordnung die Besetzungsinversion fast maximal ist (ca. 6 ns, wie aus dem Superfluoreszenz-Signal in Fig. 35 hervorgeht), kann das Licht bei einem Spiegelabstand von 55 cm nur 3 Durchläufe machen. Der Aufbau eines Laserpulses wird so ein Wettlauf mit der Zeit. Eine genauere Aussage ist nur mit Hilfe von Rechnungen möglich, die die in Kap. 2.3. erwähnten Strahlungstransportgleichungen lösen.

Dieses eindimensionale Modell für die Ausbreitung der Laserstrahlung im Resonator setzt voraus, daß an den Spiegeln keine Beugungsverluste auftreten.

Die Beugungsverluste optischer Resonatoren werden gewöhnlich durch die Fresnel-Zahl beschrieben /57/:

$$N_F = \frac{4a^2}{L_R \lambda} \quad (70)$$

L_r ist der Resonatorabstand, a der Radius der Spiegel und λ die Wellenlänge. $N_F \gg 1$ ist gleichbedeutend mit geringen Verlusten. In unserem Fall ($a = 2.5 \text{ mm}$, $L_r = 550 \text{ mm}$) ist $N_F = 99$, und Beugungsverluste können vernachlässigt werden.

Zur Lösung der Strahlungstransportgleichungen müssen Verstärkung $\alpha_n(t)$, Absorption $\beta(t)$ und Antriebsterm $S(t)$ vorgegeben werden. $\alpha_n(t)$ und β sind bereits aus Kap. 5 bekannt, nur $S(t)$ erfordert eine ausführliche Diskussion.

S ist die Anzahl der Photonen, die spontan pro Zeiteinheit Δt und Volumeneinheit ΔV in einen Raumwinkel $\Delta \Omega$ und ein Wellenlängenintervall $\Delta \lambda$ emittiert werden:

$$S(t, \lambda) = [Ar_2^* (^1\Sigma_u^+)] \Delta V \Delta t A_{34} \frac{\Delta \Omega}{4\pi} S_\alpha \frac{\alpha(\lambda) \Delta \lambda}{\int \alpha(\lambda) d\lambda} \quad (71)$$

Die Zeitabhängigkeit ist in $[Ar_2^* (^1\Sigma_u^+)]$ enthalten.

Bei numerischen Rechnungen ist ein Faktor S_α notwendig, der berücksichtigt, daß die Fluoreszenz aus einem Volumen der Länge $\Delta z \gg 1/\alpha_n$ durch verstärkte spontane Emission bereits bevorzugt in eine Richtung emittiert wird. Diese Erhöhung der Superfluoreszenz-Intensität im Vergleich zur isotrop emittierten Fluoreszenz ist nach Gl. (61) (Kap. 5.3.) gegeben durch

$$S_\alpha = \frac{e^{\alpha_n \Delta z} - 1}{\alpha_n \Delta z} \quad (72)$$

Ein interessantes Problem ist der Raumwinkel $\Delta\Omega$, der in S linear eingeht. Zu seiner Festlegung ist die folgende, anschauliche Vorstellung nützlich.

Ein Photon in einem Laser-Resonator besitzt eine Photon-Lebensdauer:

$$\tau_p = \frac{-2L_R}{c \ln R_1 R_2} \quad (73)$$

Das ist die typische Zeit, die das Photon im Resonator hin- und herlaufen kann, bevor es durch die Spiegel den Resonator verläßt.

Stellen wir uns nun das Hin- und Herlaufen "aufgeblättert" vor, dann durchläuft das Photon nacheinander eine Reihe identischer Resonatoren und legt dabei einen Weg

$$L_p = \tau_p c \quad (74)$$

zurück (Fig. 36). Ein spontan emittiertes Photon wird auf diesem Weg verstärkt, wenn es in eine Richtung emittiert wurde, in der es vor Ablauf des Weges L_p nicht auf eine Blende trifft. Als Blende wirkt hier das Anodenrohr mit einem Radius von $a = 2.5$ mm. Der Raumwinkel in Gl. (71) ist deshalb gegeben durch

$$\Delta\Omega = \frac{\pi a^2}{L_p^2} \quad (75)$$

Dieser Raumwinkel bestimmt auch die Divergenz der Laserstrahlung. Es ist bekannt,

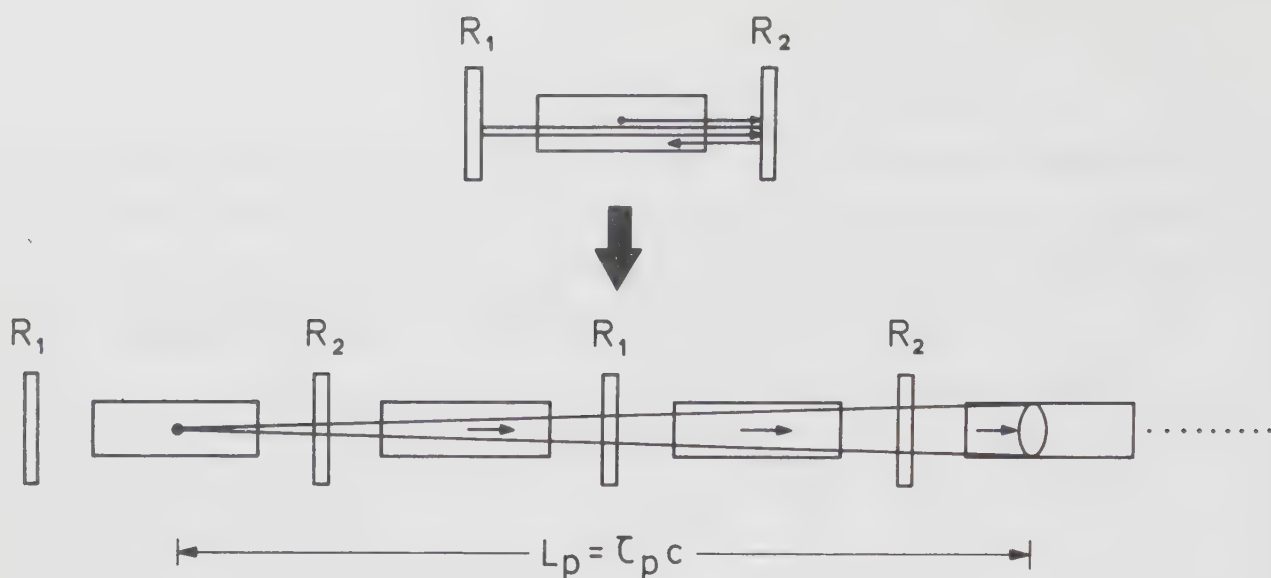


Fig. 36 Bestimmung des Raumwinkels der Laseremission

daß Laser mit Spiegeln geringer Reflexion (d.h. geringem L_p) eine hohe Strahldivergenz besitzen. Damit kann nun im Prinzip der Aufbau eines Laserpulses in einem Resonator mit gegebenen Reflexionsgraden R_1 , R_2 berechnet werden.

Allerdings ist die Auswahl möglicher Werte für R_1 , R_2 gerade im Spektralbereich um 126 nm sehr gering.

6.2. Das Problem der Laser-Spiegel im VUV

Das größte Problem des Ar_2^* -Lasers sind die Laserspiegel.

Dies ist keine Arbeit über VUV-Optik. Daher nur einige kurze Anmerkungen, die zum Verständnis der Laserexperimente unbedingt erforderlich sind.

Gewöhnlich bestehen Laserspiegel aus dielektrischen Vielfachschichten. Diese Schichten sind außerordentlich widerstandsfähig gegen intensive Laserstrahlen, weil sie aus nicht-absorbierenden Materialien bestehen. Solche Spiegel gibt es zwar für den Xe_2^* - und Kr_2^* -Laser, nicht aber für den Ar_2^* -Laser. Es mußten daher Spiegelbeschichtungen aus Aluminium verwendet werden, die unter ganz speziellen Bedingun-

gen im Ultra-Hochvakuum hergestellt werden müssen und zusätzlich eine Beschichtung aus MgF_2 tragen /58/. Die Metallschichten absorbieren. Die erreichbaren Reflexionsgrade bei sogenannten "total reflecting" Spiegeln betragen nur 80 %. Durch spezielle Anordnungen mehrerer, sehr dünner Aluminium-Schichten im Wechsel mit MgF_2 -Schichten lassen sich neuerdings auch teildurchlässige Spiegel herstellen, die Reflexionsgrade von ca. 60 % bei einer Transmission von 1 % bis 10 % aufweisen.

Über die Widerstandsfähigkeit solcher Spiegel gegen VUV-Laserstrahlung war bisher nichts bekannt. Bei den ersten Ar_2^* -Laserexperimenten von Hughes /12/ waren die Spiegel nach jedem Schuß defekt.

Alle hier beschriebenen Experimente wurden mit Spiegeln der Firma Acton Research Corp. durchgeführt /59/.

Da das größte Problem des Ar_2^* -Lasers die Spiegelschäden sind, kommt Experimenten mit absolut widerstandsfähigen Spiegeln zentrale Bedeutung zu. Glücklicherweise ist es mit unserer Anordnung möglich, schon mit zwei unbeschichteten MgF_2 -Platten Lasertätigkeit zu erzielen.

Der Einfachheit halber wurden bereits vorhandene MgF_2 -Platten von 5 mm Stärke mit einem Reflexionsgrad von 5 % verwendet (Fig. 37). Dann, und nur dann, wenn

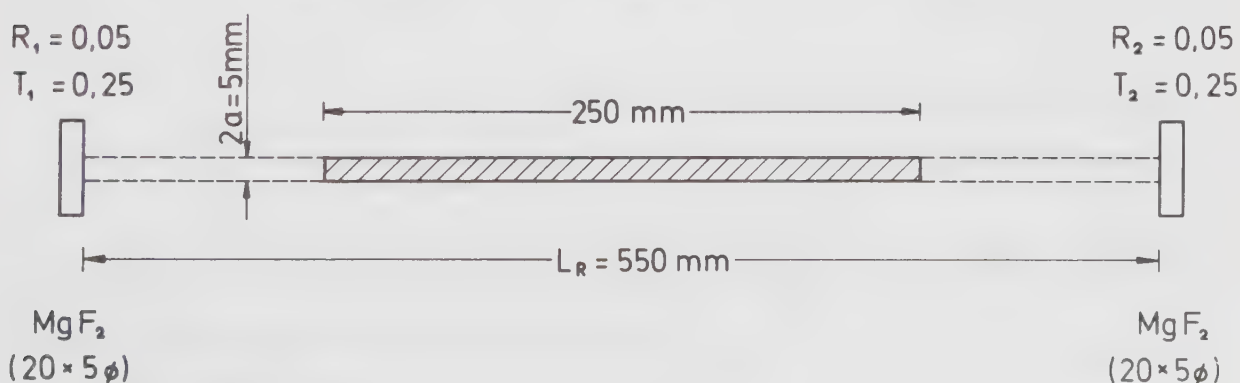


Fig. 37 Resonator-Anordnung für Lasertätigkeit ohne Abstimmung

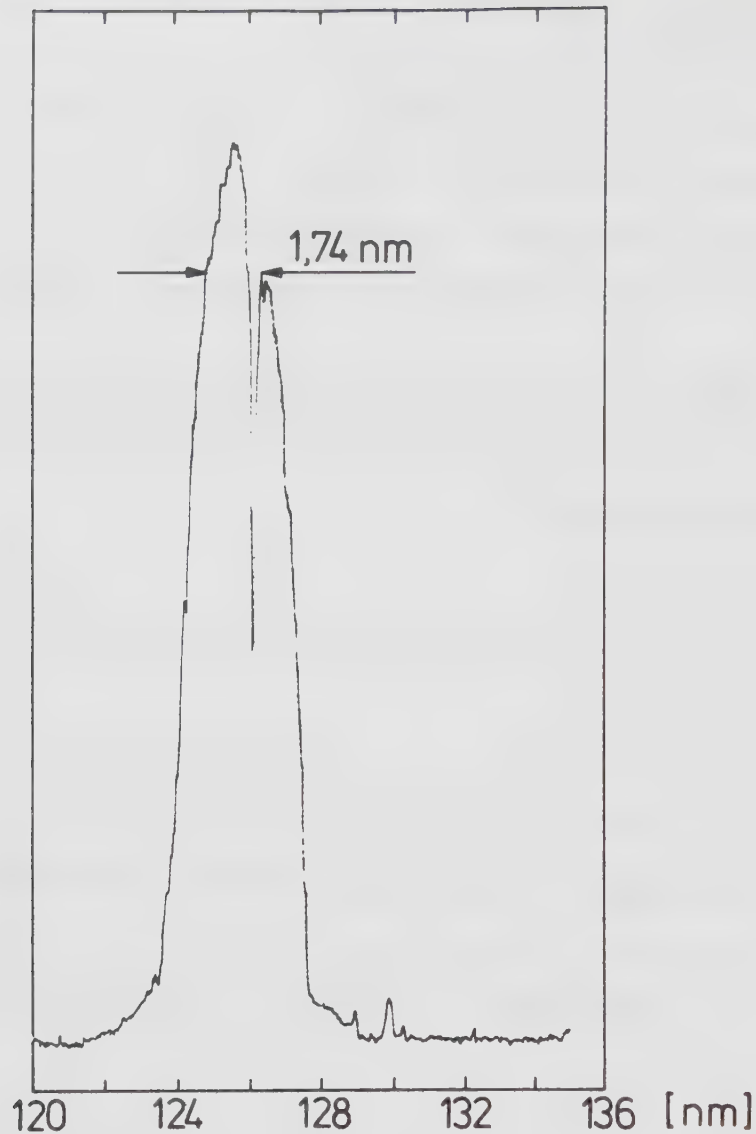


Fig. 38 Laserspektrum (mit 2 MgF_2 -Platten)

beide Platten exakt parallel eingestellt waren, trat bei einem Druck von mehr als 55 bar ein Anstieg des Photodiodensignals um das 40- bis 50-fache auf.

Gleichzeitig verringerte sich die Breite des Spektrums von 4 nm (vgl. Fig. 31, Kap. 5) auf 1,74 nm (Fig. 38). Die Laserleistung im Resonator betrug bis zu 75 kW. Verglichen mit den späteren Experimenten (mit Aluminium-Spiegeln) waren diese Laser-Pulse verhältnismäßig gut reproduzierbar (Fig. 39). Eine Grenze für die Anzahl der Laserschüsse mit einer einzigen Gasfüllung, die ständig durch das Reinigungssystem zirkuliert, ist nicht abzusehen.

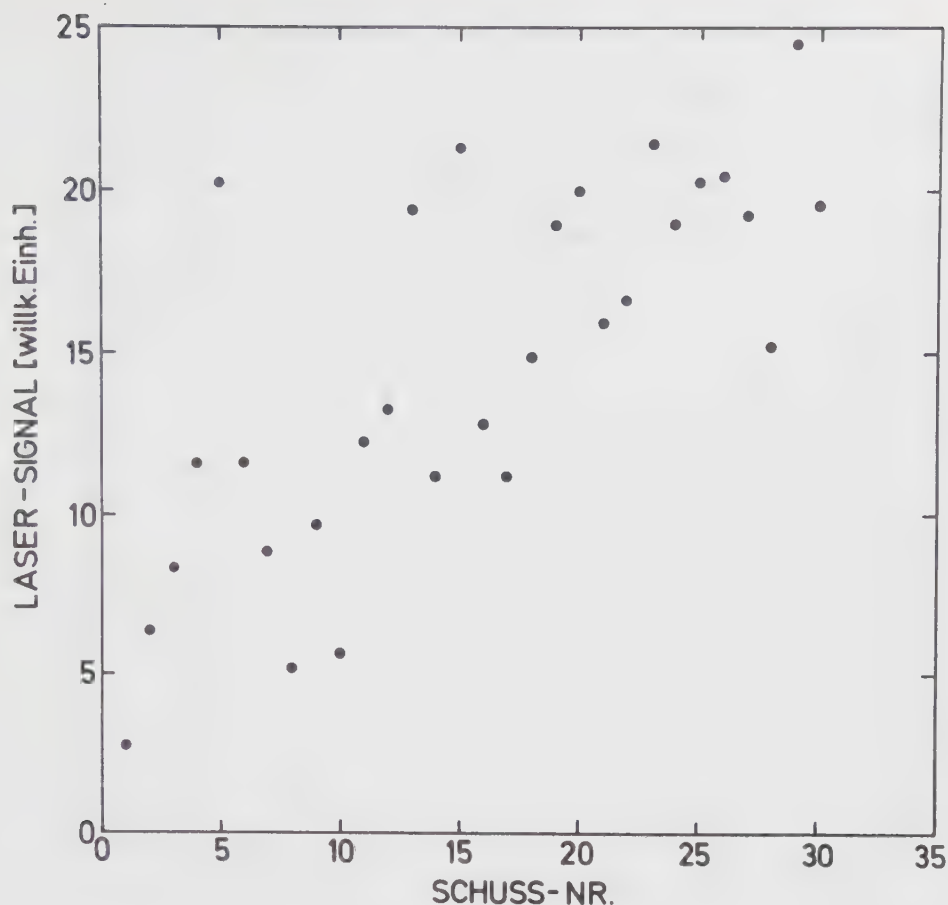


Fig. 39 Laserintensität in Abhängigkeit von der Schußzahl

Die gute Reproduzierbarkeit legt es nahe, diese Ergebnisse mit Rechnungen zur Pulsform und der Ausgangsleistung des Ar_2^* -Lasers zu vergleichen.

Dazu wurden, wie in Kap. 6.1. erläutert, die Strahlungstransportgleichungen numerisch gelöst. Fig. 40 zeigt das Ergebnis einer solchen Rechnung für einen Resonator aus zwei MgF_2 -Platten bei einem Fülldruck von 60 bar. Die berechneten und gemessenen Pulsformen sind jeweils auf 1 normiert und stimmen gut überein. Der berechnete Wert von 64 kW für die spektral integrierte Laserleistung befindet sich in Einklang mit dem Experiment (75 kW), denn schon eine Änderung der Verstärkungsgrads innerhalb der durch Fig. 27 gegebenen Meßgenauigkeit reicht aus, um die berechnete Laserleistung über die gemessene hinaus zu steigern, ohne daß dies die Pulsform verändert.

Variiert man in der Rechnung die Wellenlänge, dann läßt sich aus der Abnahme der

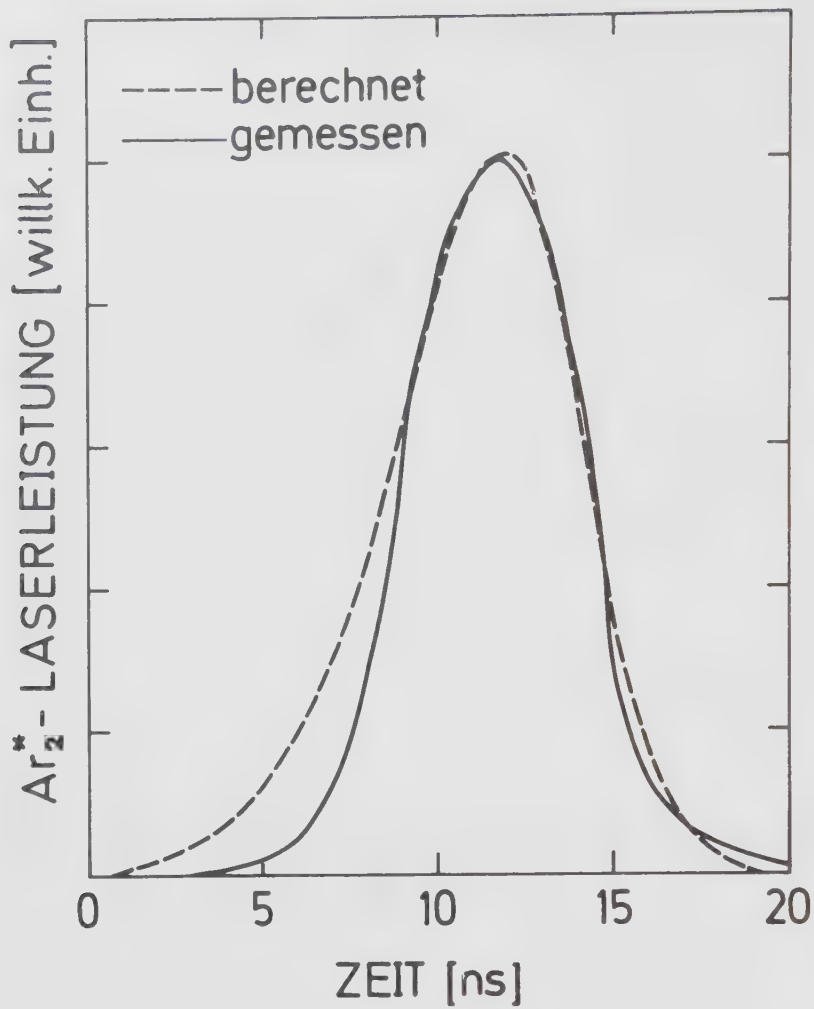


Fig. 40 Vergleich von berechnetem und gemessenem Zeitverlauf des Laserpulses (mit 2 MgF_2 -Platten)

Laserleistung mit der Wellenlänge auch die Linienbreite bestimmen. Fig. 41 zeigt die maximale Laserintensität (pro Wellenlängenintervall von 1 nm). Daraus folgt, daß die Halbwertsbreite weniger als 2 nm betragen sollte. Gemessen wurden 1.74 nm.

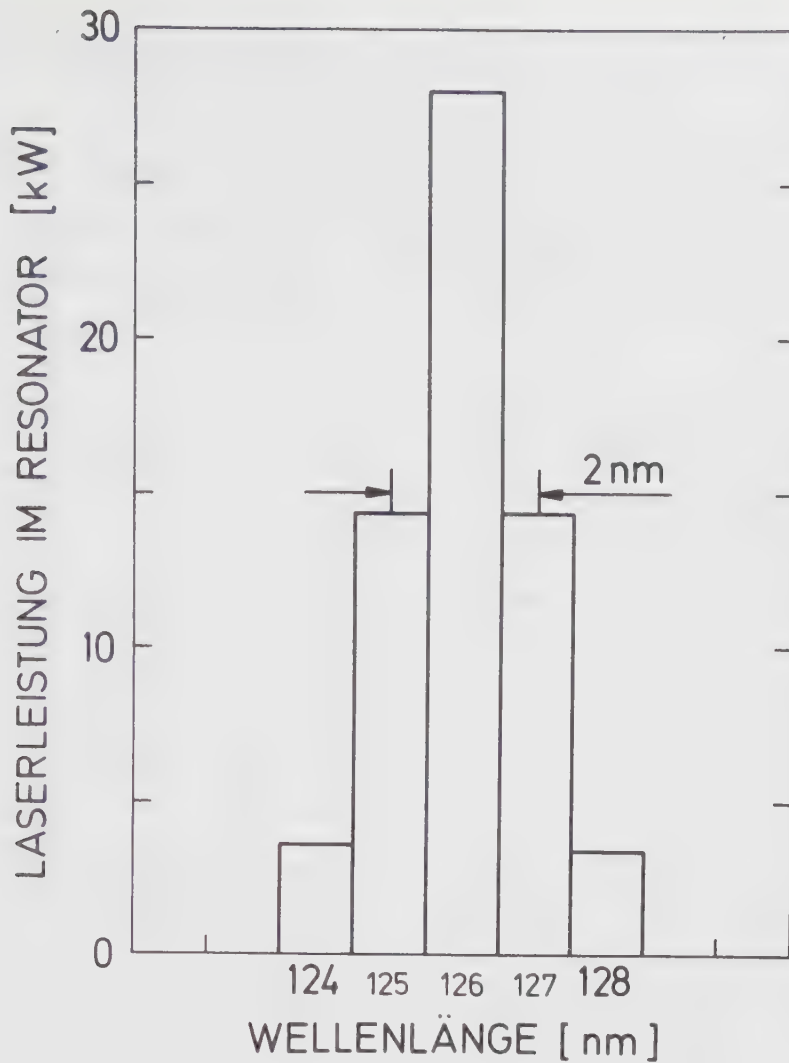


Fig. 41 Laserintensität als Funktion der Wellenlänge (mit 2 MgF_2 -Platten)

Wenn schon mit 2 MgF_2 -Platten Lasertätigkeit möglich ist, dann erst recht mit einer MgF_2 -Platte zum Auskoppeln und einem Spiegel mit 80 % Reflexion. Mit solchen Experimenten kann die Belastungsgrenze eines Spiegels genau bestimmt werden, denn die gemessene ausgekoppelte Laserleistung ist (bis auf 5 % Reflexion) mit der Leistung im Resonator identisch. Sicheres Anzeichen für Spiegelschäden ist ein Absinken der Laserleistung von Schuß zu Schuß.

Experimentell ergaben sich erste Andeutungen für Lasertätigkeit schon bei einem Druck von 25 bar. Dabei betrug die Leistung im Resonator etwa 1,5 kW und die Linienbreite 1,5 nm (Fig. 42). Bei einem weiteren Anstieg des Drucks wurden bei 33 bar reproduzierbar Leistungen von 250 kW erzielt (Fig. 43). Um diese Leistung zu messen, wurde das Licht vor der Photodiode mit MgF_2 -Scheiben bekannter Transmission abgeschwächt.

Über 33 bar traten dann Spiegelschäden auf, denn das Signal stieg kaum noch an. Tatsächlich zeigte sich dann, daß der Spiegel beschädigt war. Seine Belastungs-

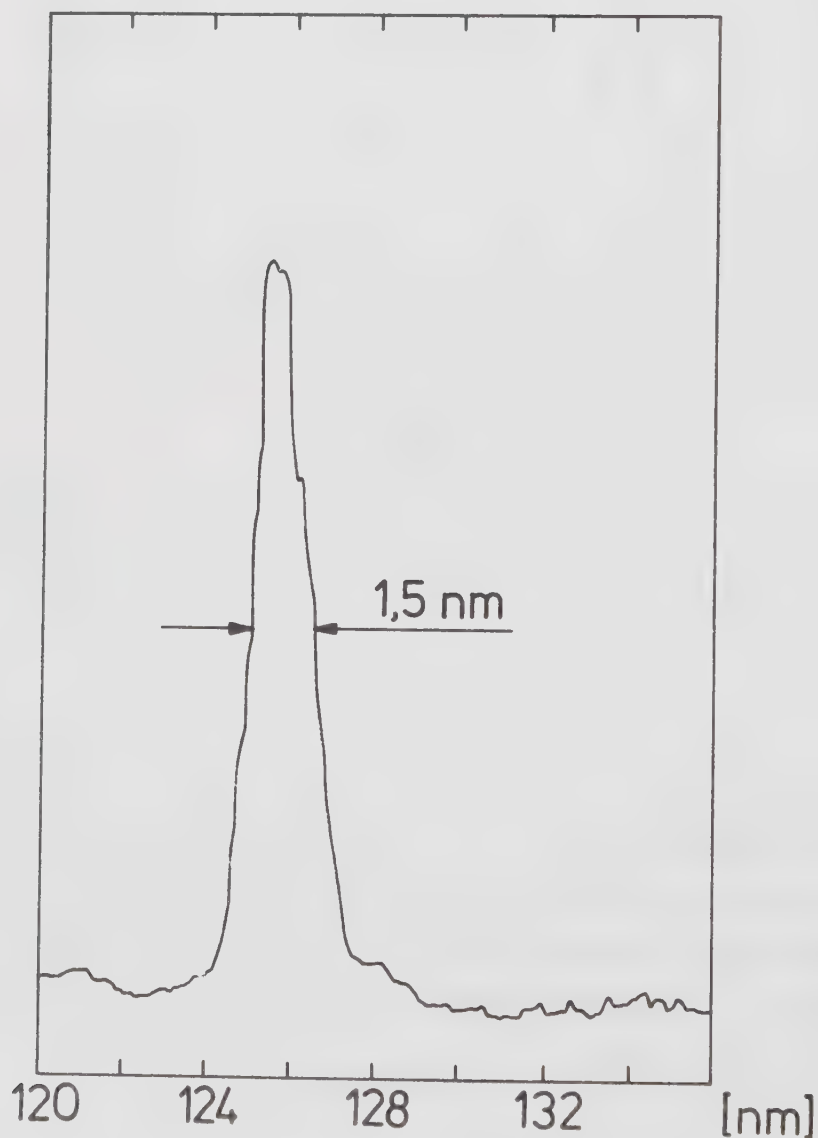


Fig. 42 Laserspektrum (1 MgF_2 -Platte, 1 Spiegel)

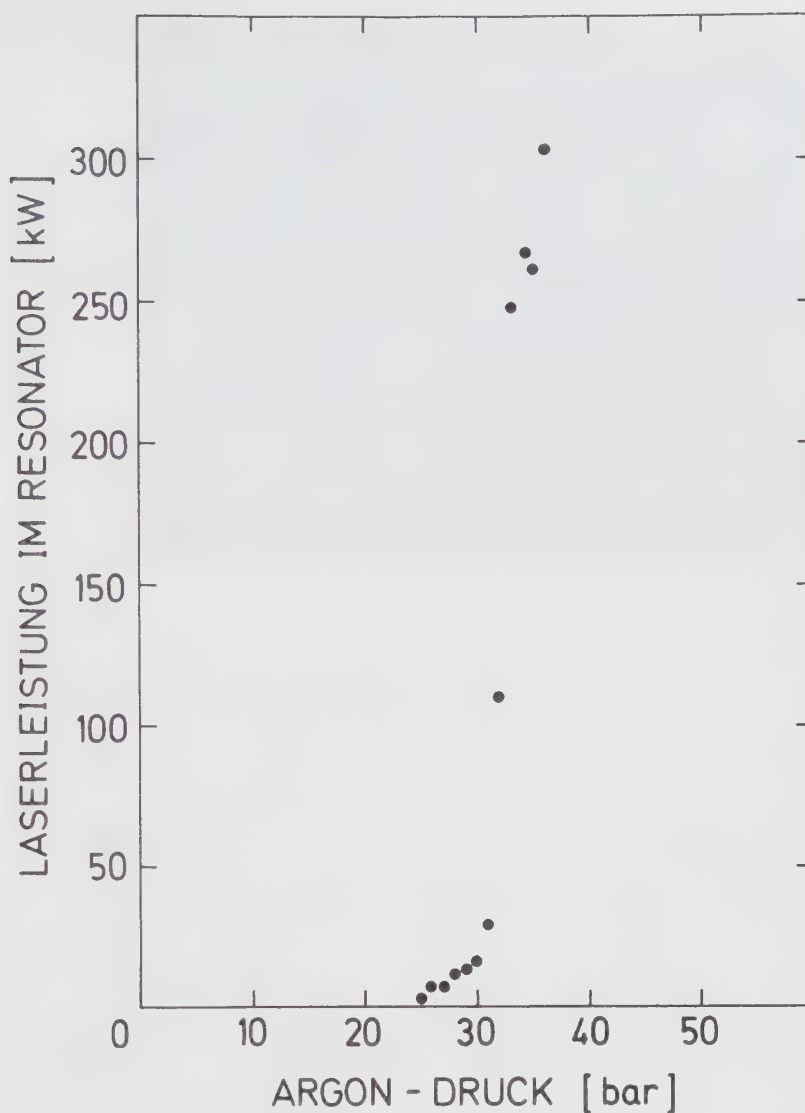


Fig. 43 Laserleistung als Funktion des Drucks (1 MgF_2 -Platte, 1 Spiegel)

grenze liegt also mit einer bestrahlten Fläche von 0.2 cm^2 bei 1.25 MW/cm^2 , während eines Pulses von 7 ns Dauer. Diese Grenze der Belastung stimmt größenordnungsmäßig mit früheren Abschätzungen zum Xe_2^* -Laser überein /60/.

Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit Rechnungen basierend auf den in Kap. 6.1 entwickelten Modelvorstellungen zeigte nicht nur Übereinstimmung in Bezug auf Linienbreite und Leistung, sondern auch bei der Pulsform (Fig. 44). Dies ist neben einer weiteren Bestätigung der obigen Ausführungen auch ein Beleg dafür, daß der Reflexionsgrad des Spiegels von der Zeit unabhängig ist, was bei früheren Experimenten zum Xe_2^* -Laser gelegentlich bezweifelt worden ist /61/.

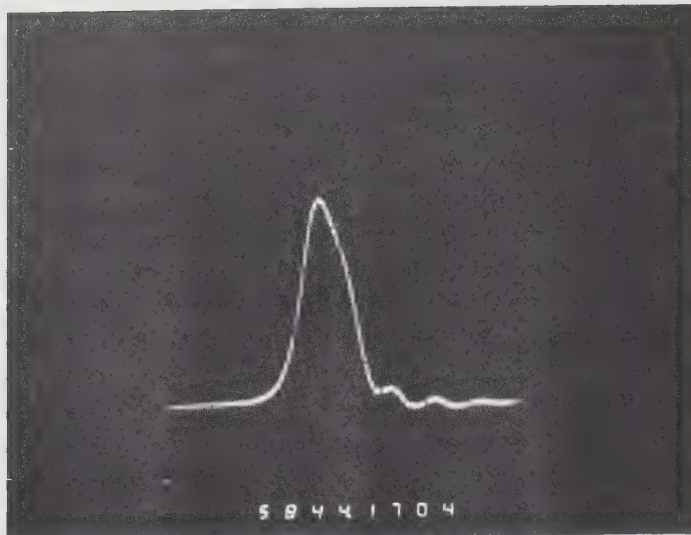


Fig. 44 Typischer Laserpuls (1 MgF_2 -Platte, 1 Spiegel)

Die Resonatoranordnung mit den geringsten Verlusten besteht aus der Kombination eines 80 % Spiegels mit einem teildurchlässigen Spiegel mit 60 % Reflexion und 10 % Transmission. Lasertätigkeit sollte hier bei noch geringeren Drücken als bisher verwendet auftreten.

Experimentell zeigten sich erste Anzeichen für Lasertätigkeit bereits bei 15 bar: das Photodiodensignal, das die Intensität der Superfluoreszenz mißt, erhöhte sich bei einer ganz bestimmten Spiegeleinstellung auf das Doppelte. Bei einer weiteren Steigerung des Drucks stieg dieses Signal stärker an als sonst die Superfluoreszenz-Signale.

Schließlich bewies die geringe Breite des Spektrums (Fig. 45) von nur 1.5 nm Halbwertsbreite, daß Lasertätigkeit vorlag. Bereits bei einem Druck von 18 bar war das Maximum der Laserleistung erreicht (Fig. 46). Hier betrug die Ausgangsleistung zwar nur 1 kW, aber bereits bei dieser Leistung, die im Resonator einer Leistungsdichte von 50 kW/cm^2 entspricht, setzte eine Beschädigung des teildurchlässigen Spiegels ein.

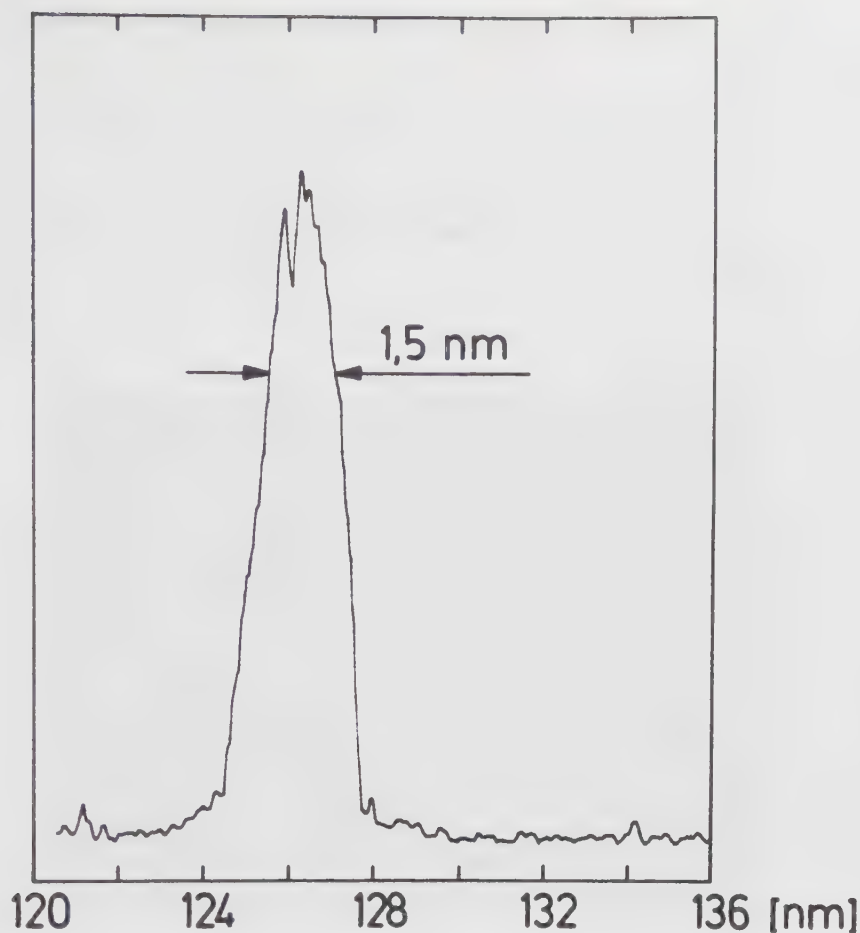


Fig. 45 Laserspektrum (2 Spiegel)

Von allen bisher verwendeten Spiegeln hat also der teildurchlässige die niedrigste Zerstörungsgrenze. Wiesich noch zeigen wird, ist er zur Abstimmung unentbehrlich. Bei den nun folgenden Abstimmexperimenten kann also keine höhere Leistung erwartet werden.

Die Belastungsgrenze des Spiegels hängt auch von der Pulsdauer ab. Der typische Laserpuls (Fig. 47) hatte eine Dauer von 13 ns. Er ist also länger als bei den Experimenten mit MgF_2 -Platten als Spiegel (ca. 6 - 7 ns). Der Grund ist, daß bei hoch-reflektierenden Spiegeln die geringen Resonatorverluste zur Folge haben, daß der einmal aufgebaute Laserpuls nur langsam abgebaut wird.

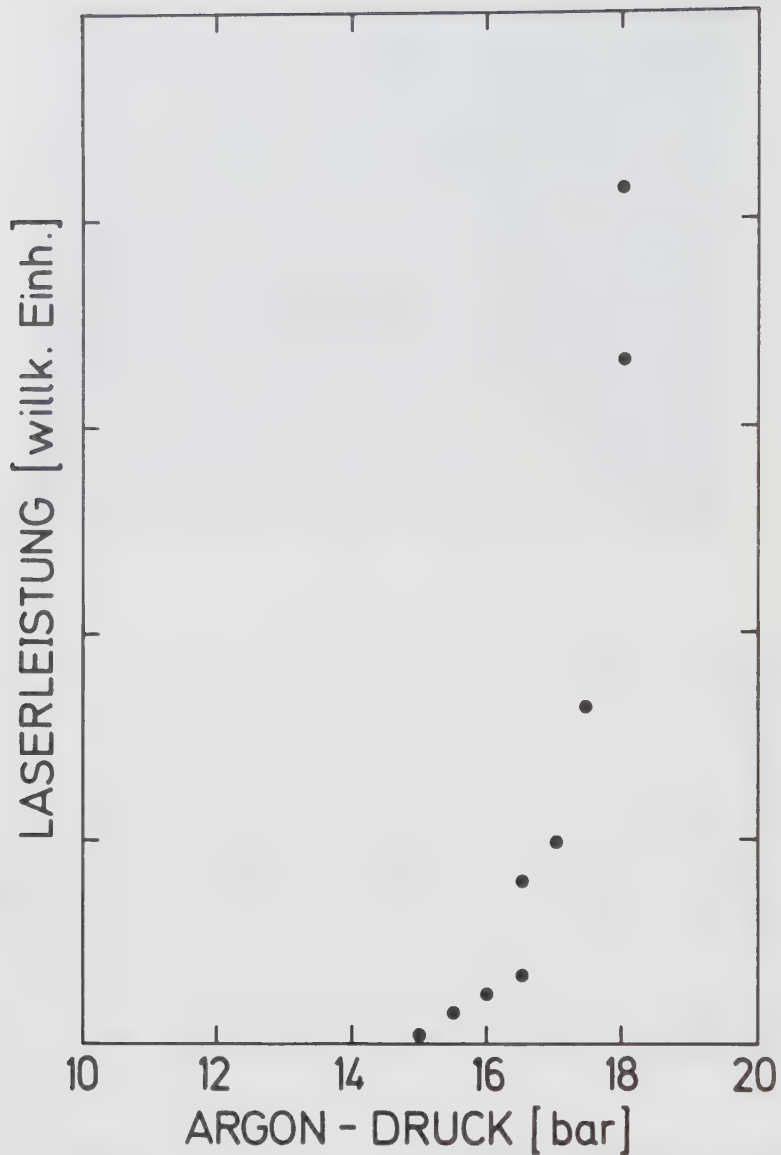


Fig. 46 Laserleistung als Funktion des Drucks (2 Spiegel)

Bei den Abstimmexperimenten in Kap. 7.3. wird mit dem gleichen teildurchlässigen Spiegel eine Leistung von 1.7 kW erreicht werden, allerdings bei einer Pulsdauer von nur 7 ns. Offenbar steigt die Zerstörungsgrenze des Spiegels, wenn die Pulsdauer verkürzt wird.

Die Ergebnisse dieses Kapitels lauten also:

- a) Er ist erstmals gelungen, den Ar_2^* -Laser reproduzierbar zu betreiben.

- b) Die Laserleistung betrug bis zu 250 kW.
- c) Die Belastungsgrenze der Spiegel konnte bestimmt werden.
- d) Das Modell der Ar_2^* -Kinetik beschreibt auch die Lasertätigkeit.

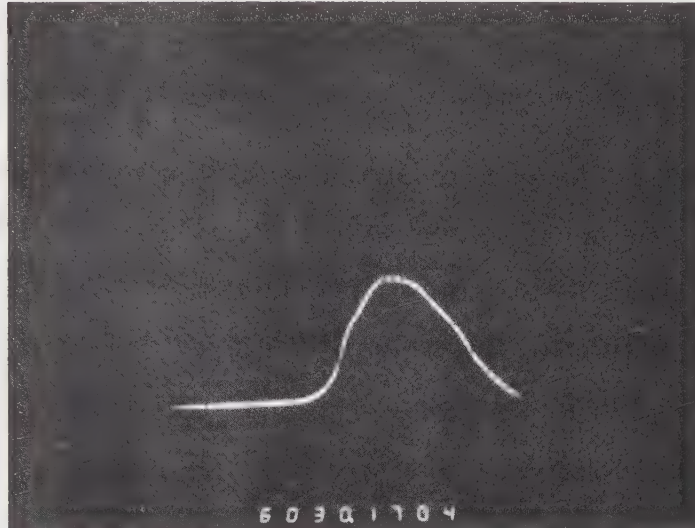


Fig. 47 Typischer Laserpuls (2 Spiegel)

7. Laserexperimente mit Abstimmung

7.1. Grundlagen der Abstimmung

Um einen Laser abzustimmen, ist es am einfachsten, das Prinzip der Winkel-Dispersion zu verwenden und einen der Laserspiegel durch ein Beugungsgitter zu ersetzen. Fig. 48 zeigt die Anordnung, die hier verwendet wurde und mit der es erstmals gelungen ist, den Ar_2^* -Laser abzustimmen.

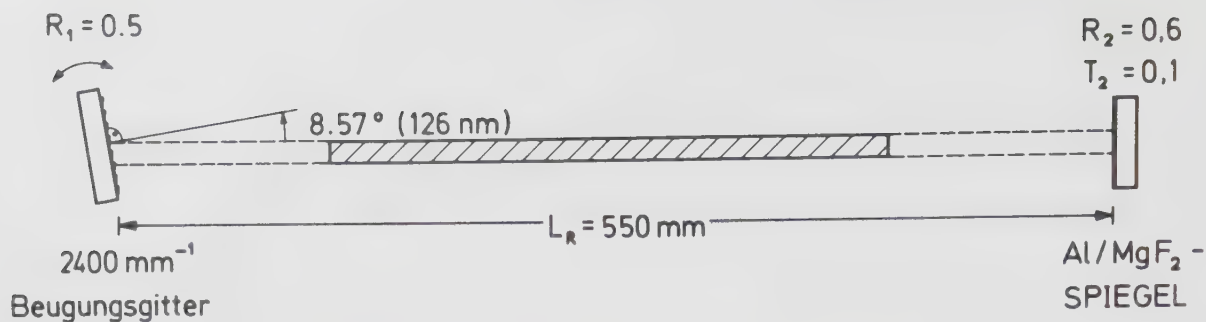


Fig. 48 Resonator-Anordnung für Laser-Abstimmung mit Beugungsgitter

Je nach Gitter-Einstellung wird nur Licht einer bestimmten Wellenlänge zur weiteren Verstärkung in das aktive Medium reflektiert, während Licht anderer Wellenlängen abgelenkt wird. In dieser sogenannten Littrow-Anordnung gilt in üblicher Weise die Gitter-Gleichung, die die Wellenlänge der Laseremission bestimmt:

$$d(\cos \gamma + \cos \delta) = \frac{m\lambda}{n} \quad (76)$$

Dabei ist d der Strichabstand des Gitters, λ die Wellenlänge, γ , δ sind Einfallswinkel und Ausfallswinkel, m ist die Ordnung der gebeugten Strahlung und n der Brechungsindex von Argon ($n = 1.015$ bei 30 bar /62/).

Hält man den Einfallswinkel γ fest, dann ergibt sich die Dispersion des zurückgestrahlten Lichts zu:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{m\lambda}{nd \sin \delta} \quad (77)$$

Sie bestimmt die Linienbreite der Laserstrahlung. Zwar gibt es kein einfaches Verfahren, mit dem aus einer vorgegebenen Gitter-Dispersion die Linienbreite eines Lasers berechnet werden kann, doch geben die folgenden Überlegungen zumindest eine obere Grenze an.

Wir knüpfen an die Überlegungen zur Berechnung des Laserimpulses aus den Strahlungstrans-

portgleichungen an (vgl. Kap. 6.1.). Das Licht der Wellenlänge λ_1 wird vom Gitter in sich zurückreflektiert.

Um verstärkt zu werden, muß es in einen bestimmten Raumwinkel Ω_1 ausgestrahlt worden sein. Für Licht der Wellenlänge λ_2 wird der entsprechende Kegel mit dem Raumwinkel Ω_2 um einen Winkel

$$\Delta\delta = \left(\frac{d\delta}{d\lambda}\right) (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (78)$$

abgelenkt sein (Fig. 49). Dieses Licht kann nur dann zur Lasertätigkeit beitragen, wenn es nach einer Wegstrecke L_p noch nicht das Lasermedium verlassen hat. Es muß also in einen Raumwinkel Ω_{12} emittiert worden sein, der sowohl in Ω_1 als auch in Ω_2 enthalten ist und der in Fig. 49 durch den schraffierten Kreisabschnitt dargestellt wird. Ω_{12} ist näherungsweise gegeben durch

$$\Omega_{12} = \frac{a(\pi a - 2b)}{4\pi L_p^2} \quad (79)$$

mit b als dem Abstand der Mittelpunkte der beiden Kreisflächen. Mit

$$b = L_p \Delta\delta \quad (80)$$

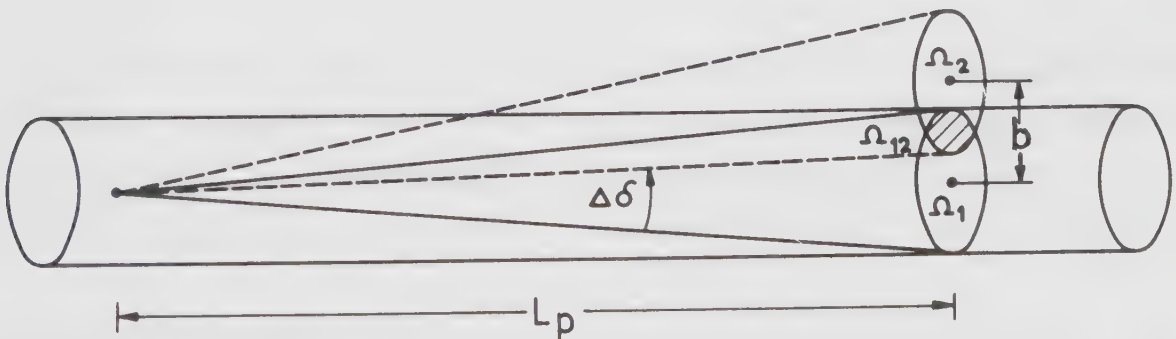


Fig. 49 Prinzip der Abstimmung durch Winkeldispersion: Veränderung des Raumwinkels

folgt aus Gl. (78) - (79), daß der Antriebsterm S für die Laseremission in folgender Weise von der Dispersion des Gitters abhängt:

$$S \sim \Omega_{12} \sim \frac{a^2}{4L_p^2} - \frac{a}{2\pi L_p} \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right) (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (81)$$

Die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}^G$ der Laseremission (soweit sie durch das Gitter bestimmt wird) ergibt sich nun einfach aus der Tatsache, daß die Laseremission nach Gl. (11) - (12) durch zwei Differentialgleichungen beschrieben wird, die linear sind. Zwischen der Laserleistung und dem Antriebsterm S und damit auch Ω_{12} muß also ein linearer Zusammenhang existieren.

Einfacher ausgedrückt: wird der Raumwinkel Ω_{12} (Gl. (79)) und damit der Antriebsterm S (Gl. (81)) auf die Hälfte reduziert, dann sinkt auch die Laseremission auf die Hälfte. Damit ergibt sich die (volle) Laser-Linienbreite aus der Forderung

$$\Omega_{12} \left(\lambda_0 \pm \frac{\Delta\lambda_{1/2}^G}{2} \right) = \frac{1}{2} \Omega_{12}(\lambda_0) \quad (82)$$

mit Gl. (81) zu:

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = \frac{\pi a}{2L_p \left(\frac{d\delta}{d\lambda} \right)} \quad (83)$$

Diese Erörterungen gelten unter der Voraussetzung, daß sich innerhalb von $\Delta\lambda_{1/2}^G$ die Verstärkung $\alpha_n(\lambda)$ nicht ändert. Die Laserintensität muß im Bereich $\Delta\lambda_{1/2}^G$ aufgrund von $\Omega_{12}(\lambda)$ auf die Hälfte sinken, sie darf nicht schon wegen einer Veränderung von $\alpha_n(\lambda)$ dies tun. Der Bereich, in dem die Laserintensität aufgrund $\alpha_n(\lambda)$ auf die Hälfte sinkt, ist gerade durch die Linienbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ des Lasers ohne Abstimmeelemente (bei gleichem L_p) gegeben.

Daraus folgt sofort ein einfaches Kriterium für die notwendige Dispersion des Gitters. Ist

$$\Delta\lambda_{1/2}^G > \Delta\lambda_{1/2} \quad (84)$$

dann wird das Gitter keine Linieneinengung bewirken. Auch eine Verschiebung der Laserlinie ist dann nicht möglich.

Gilt dagegen

$$\Delta\lambda_{1/2}^G < \Delta\lambda_{1/2} \quad (85)$$

dann erfolgt Einengung und Abstimmung der Laserlinie. $\Delta\lambda_{1/2}^G$ bildet dann eine obere Grenze für die Linienbreite.

Wie wir noch sehen werden, wird genau das auch tatsächlich beobachtet.

7.2. Das Beugungsgitter

Ein Beugungsgitter in einem Laserresonator sollte gleichzeitig

- hohe Dispersion
- hohe Gitter-Effizienz
- und hohe Widerstandsfähigkeit gegen Laserstrahlen besitzen.

Die Verwendung eines Teleskops zur Strahlaufweitung, wie sie z.B. in Farbstofflasern üblich ist, kommt wegen der unvermeidlichen Absorptionsverluste nicht in Frage.

Unter diesen Bedingungen war unser Gitter das Optimum dessen, was gegenwärtig technisch machbar ist (Fig. 48). Es war original geritzt, ein sogenanntes Master-Gitter. Diese sollen widerstandsfähiger sein als die üblichen Replicas, die nur Abzüge von Master-Gittern sind.

Das Gitter hatte 2400 Striche pro mm, die so geritzt waren, daß die Gitter-Effizienz für 120 nm in erster Ordnung maximal war ("blazed"). Mit einer Al/MgF₂-Spiegelschicht betrug sie 50 % nach Herstellerangaben /59/. Aus Gl. (76) ergibt sich der Einfallswinkel und Ausfallswinkel bei 126 nm dann zu 8.57° (bei 30 bar Argon).

Wird das Gitter um den Winkel γ gekippt, dann sollte sich die Wellenlänge der Laseremission gemäß Gl. (76) mit

$$\frac{d\gamma}{d\lambda} = \frac{m\lambda}{2nd \sin \gamma} \approx -1.2 \text{ mrad/nm} \quad (86)$$

verändern. Die Dispersion führt dann nach Gl. (83) zu einer Linienbreite von (mit $R_1 = 0.5$, $R_2 = 0.67$)

$$\Delta\lambda_{1/2}^G = 1.6 \text{ nm} \quad (87)$$

Demgegenüber betrug die Laserlinienbreite ohne Abstimmung (nach Kap. 6) 1.5 nm bis 1.7 nm, so daß diese Gitteranordnung gerade ausreichen sollte, um Abstimmung zu erreichen.

Ein Beleg dafür sind Abstimm-Experimente mit dem Ar_2^* -Laser, bei denen ein Gitter mit 600 Strichen pro mm in einer ähnlichen Anordnung verwendet und keine Abstimmung beobachtet wurde /63/.

Bei den Abstimm-Experimenten wurde das Gitter zunächst in die nullte Ordnung gedreht und zusammen mit dem Auskoppelspiegel mit Hilfe zweier He-Ne-Justierlaser parallel eingestellt. Anschließend wurde das Gitter um einen vorausberechneten Winkel gekippt.

Zur Wellenlängeneichung wurde auf jeden Streifen VUV-Film noch ein Ar_2^* -Fluoreszenzspektrum aufgenommen. Dies geschah ohne Gasreinigungssystem, um gut meßbare Verunreinigungslinien zu produzieren, die als Eichmarken dienten.

Wenn im folgenden von Beschädigung von Gittern die Rede ist, dann bezieht sich das nur auf jene wenige 0.2 cm^2 große Flächen, die von der VUV-Strahlung getroffen wurden. Nach jeder Beschädigung mußte das $25 \times 25 \text{ mm}$ große Gitter in seiner Halterung verschoben und neu justiert werden.

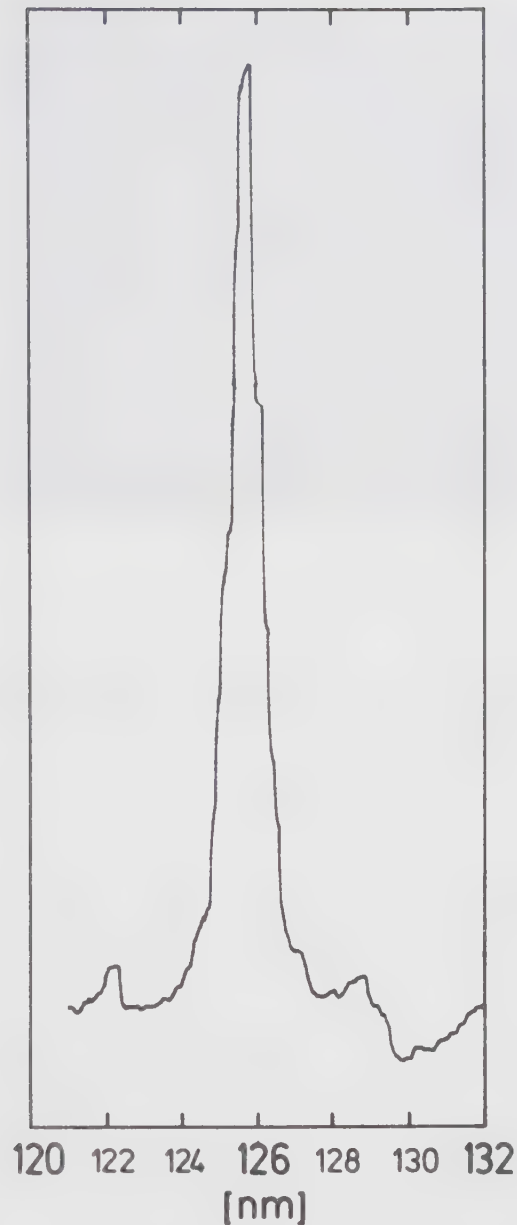


Fig. 50 Erstes Laserspektrum bei Abstimmung durch Gitter (25 bar)

Weil die Zerstörungsgrenze des Beugungsgitters anfangs völlig unbekannt war, mußte die experimentelle Strategie darauf ausgerichtet sein, den Argon-Druck in kleinen Schritten zu steigern und bei jedem Druck genauestens zu untersuchen, ob nicht Lasertätigkeit vorhanden ist.

Diese Strategie führte bei einem Druck von 25 bar erstmals zum Erfolg: das Photodiodensignal stieg in einer bestimmten Gitter-Einstellung um das 3-fache an. Gleichzeitig verengte sich das Spektrum auf 0.95 nm bei 126 nm (Fig. 50).

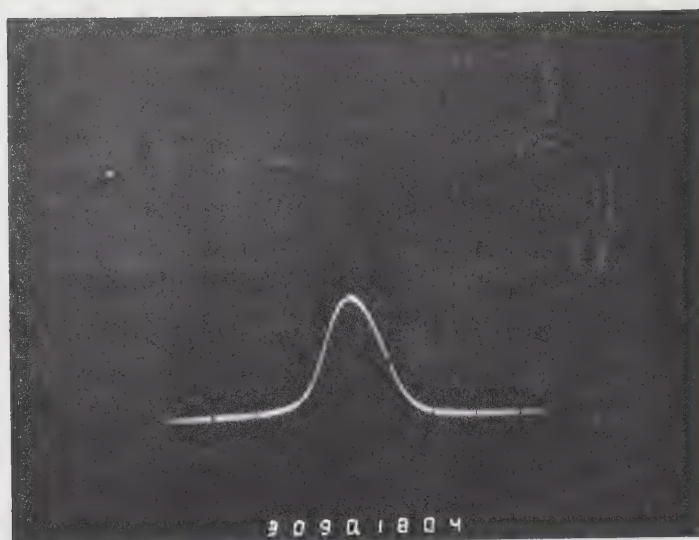


Fig. 51 Typischer Laserpuls bei Abstimmung durch Beugungsgitter

Daß es sich um Lasertätigkeit handelte, bewies eine weitere Steigerung des Drucks auf 27.5 bar. Das Lasersignal stieg nochmals um das 10-fache (Fig. 51) und das Spektrum verringerte seine Breite auf 0.4 nm (Fig. 52). Diese Linienbreite ist auch größenordnungsmäßig in Übereinstimmung mit den Abschätzungen aus Kap. 7.1., denn es ist plausibel, daß eine Kombination aus einer Laserlinienbreite (ohne Abstimmung) von $\Delta\lambda_{1/2} = 1.6$ nm zusammen mit einem Dispersionselement der Linienbreite $\Delta\lambda_{1/2}^G = 1.5$ nm eine Linienbreite ergeben sollte, die weniger als die Hälfte der beiden Linienbreiten ist.

Eine Verkipfung des Gitters um 1.4 mrad führte dann erstmals zu einer Verschiebung der Laserwellenlänge, und zwar um 1.16 nm (Fig. 53) in Einklang mit der in Kap. 7.1. berechneten Dispersion.

Eine weitere Verkipfung führte schließlich bei dem verwendeten Druck (27.5 bar) zu keiner Lasertätigkeit mehr, was aber durch eine geringfügige Drucksteigerung behoben werden konnte.



Fig. 52

Laserspektrum bei Abstimmung

durch Gitter (27.5 bar)

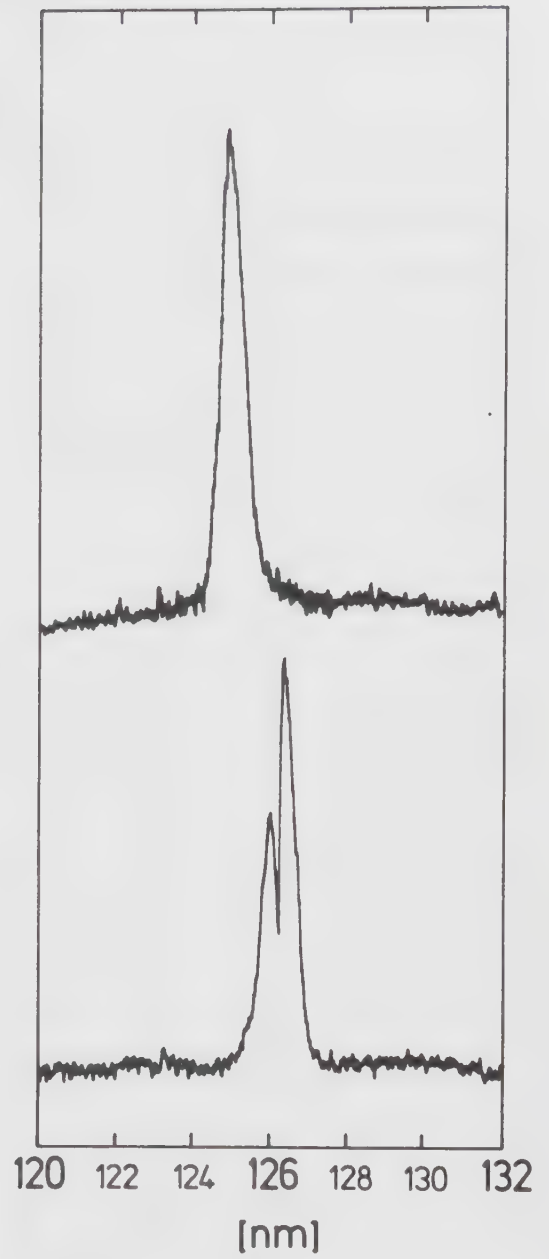


Fig. 53

Erster Nachweis von Abstimmung mit Gitter

Auf diese Weise wurde Fig. 54 aufgenommen, die eine Reihe von Laserschüssen bei Drücken zwischen 25 und 32 bar zeigt und den Abstimbereich des Ar_2^* -Lasers demonstriert.

Es fällt auf, daß die Form der Spektren recht unterschiedlich ist. Manche sind außerordentlich scharf und schmal, andere wiederum haben auf einer Seite eine langsam abfallende Flanke.

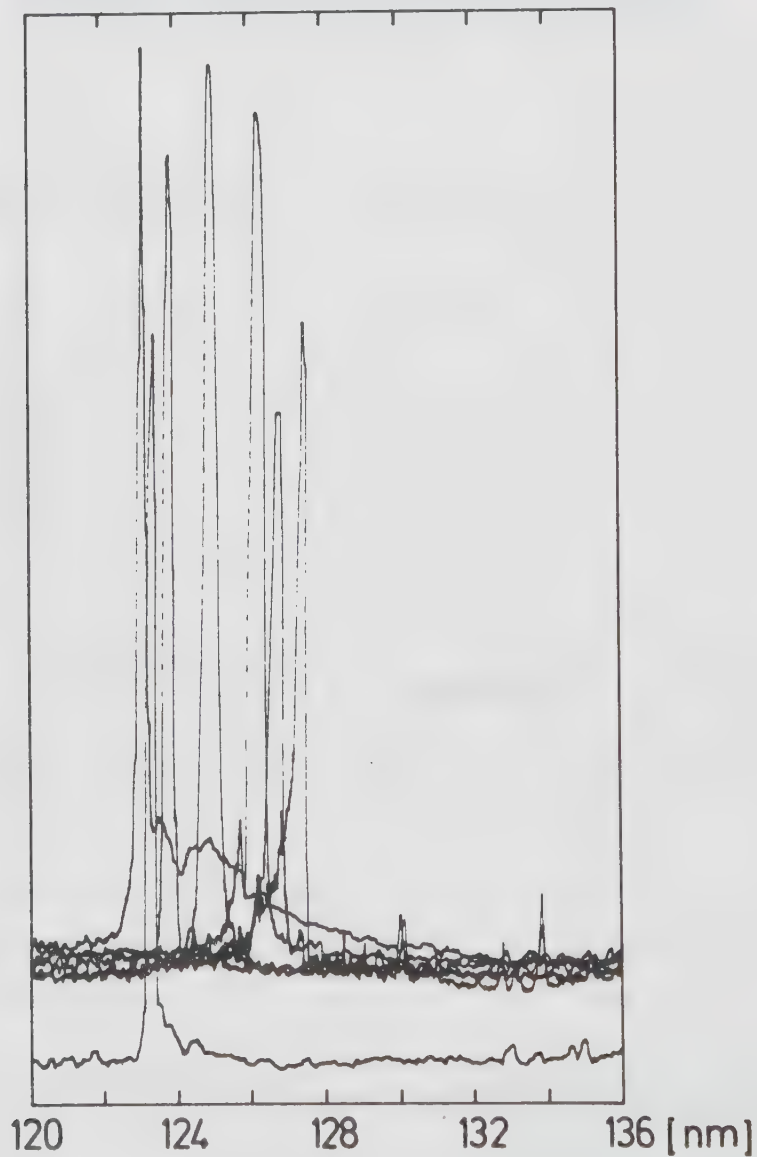


Fig. 54 Typische Laserspektren bei Abstimmung mit Gitter

Für die unterschiedlichen Formen gibt es verschiedene Ursachen. Fällt die Verstärkung innerhalb eines Bereiches von $\Delta\lambda_{12}^c$ stark mit der Wellenlänge ab, wie zwischen 123 und 125 nm, bzw. 127 bis 129 nm, dann wird die Laserlinie schmaler sein als in Bereichen, wo die Verstärkung wenig von der Wellenlänge abhängt, wie etwa bei 126 nm. Das erklärt, warum bei einer Wellenlänge von 123.5 nm die kleinste Linienbreite überhaupt gemessen wurde: 0.25 nm. Berücksichtigt man noch die Breite des Eingangsspalts des Spektrografen, so führt das auf eine Laserlinienbreite von nur 0.19 nm.

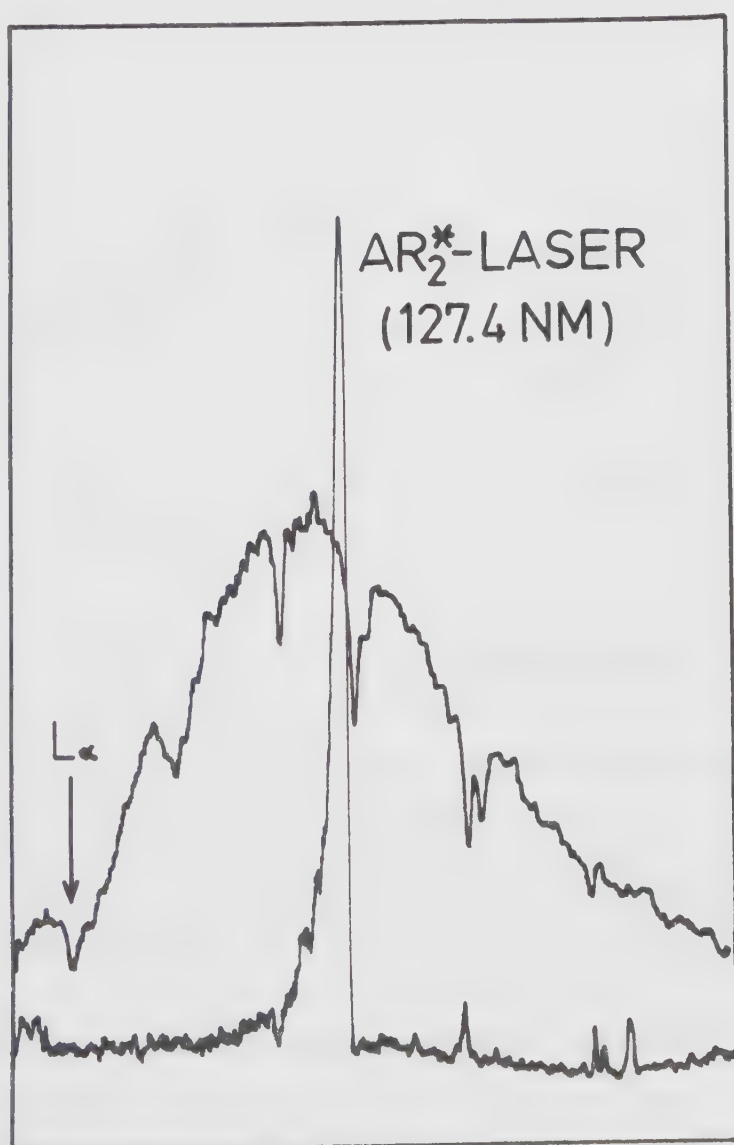


Fig. 55

Langwelligste Laserlinie mit Abstimmung durch Gitter

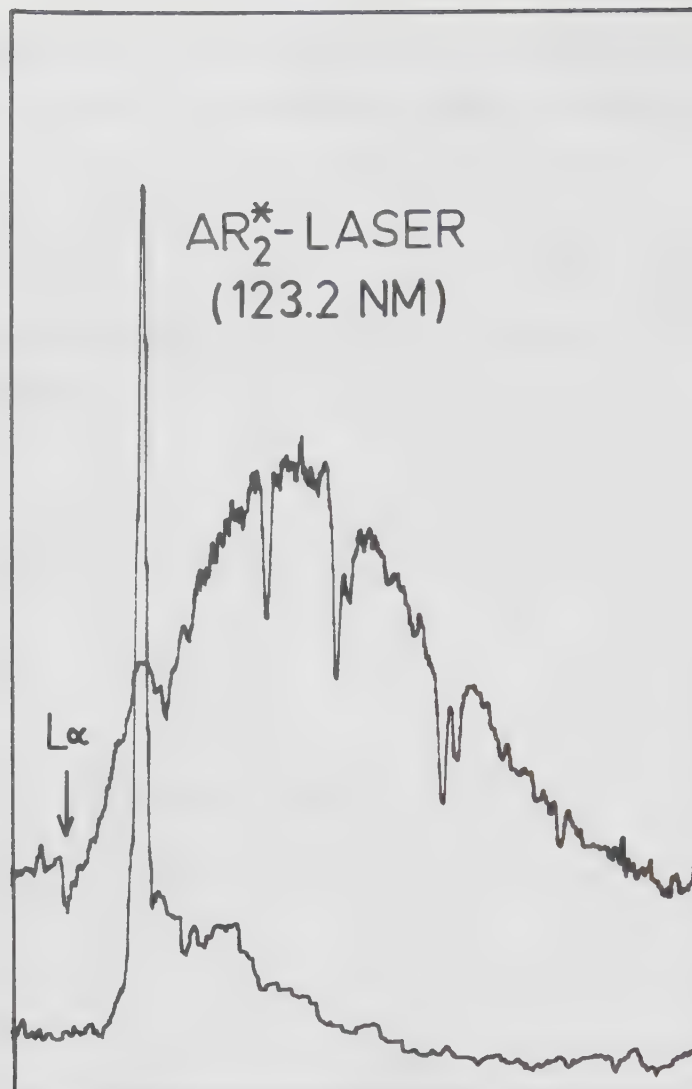


Fig. 56 Kurzwelligste Laserlinie bei Abstimmung durch Gitter

Auch wird der Laser dann bei einer etwas längeren (bzw. kürzeren) Wellenlänge arbeiten, als der Gittereinstellung entspricht. Die Verluste durch die nicht optimale Stellung des Gitters werden dann ausgeglichen durch den möglichen höheren Verstärkungsgrad, und die Laserspektren erhalten eine breite Flanke.

Immer wieder tauchen in den Laserspektren Verunreinigungslinien als starke Einbrüche auf; Linien, die im entsprechenden Fluoreszenzspektrum nicht oder nur sehr schwach sichtbar sind. Da die Laserstrahlung den Resonator mehrmals durchläuft, wird jede Absorptionslinie in ihrer Wirkung erheblich verstärkt. Ein gutes Beispiel für die Auswirkungen von Verunreinigungslinien zeigt Fig. 55. Diese Laserlinie

war die langwelligste, die mit Gitter jemals gemessen wurde. Man sieht deutlich, wie die im Eichspektrum deutlich sichtbare C I-Linie bei 127.4 nm die Laserlinie buchstäblich abschneidet. In Fluoreszenzspektren, die unter gleichen Reinheitsbedingungen wie die Laserspektren aufgenommen wurden, war diese C I-Linie überhaupt nicht zu erkennen.

Auf der kurzwelligen Seite lag die Grenze der Abstimmbarkeit bei 123.2 nm (Fig. 56). Hier gelang es zwar, eine Verunreinigungslinie bei 124 nm zu überwinden, aber die Grenze bildet jetzt der schnelle Abfall der Verstärkung zur Lyman-Alpha-Linie hin.

Wodurch war nun der Abstimmbereich begrenzt?

Ein Vergleich mit den Verstärkungsmessungen (Kap. 5.3.) zeigt, daß Lasertätigkeit einen maximalen Verstärkungsgrad von 0.07 cm^{-1} erfordert. Als dieser Wert bei 25 bar und 126 nm erreicht war, setzte Lasertätigkeit ein, und als dieser Wert bei höheren Drücken und 123.2 nm, bzw. 127.4 nm unterschritten wurde, war keine Lasertätigkeit mehr erzielbar. Hier kann es sich aber nicht um eine prinzipielle Grenze der Abstimmbarkeit handeln, da bei hohen Drücken (ca. 60 bar) ein Verstärkungsgrad von 0.07 cm^{-1} auch noch unter 123 nm erreichbar ist.

Begrenzendes Element war vielmehr die Widerstandsfähigkeit des Gitters. Zusammen mit dem Druck steigt auch die Intensität der Superfluoreszenz an. Das Gitter wird davon stärker belastet, als der teildurchlässige Spiegel, denn die Superfluoreszenzstrahlung, die auf den Spiegel trifft, hat nur einen Durchlauf durch das aktive Medium zurückgelegt. Sie wird reflektiert, nochmals verstärkt und trifft dann auf das Gitter. So wird schon bei einem Druck von 36 bar das Gitter mit einer Intensität belastet, die der teildurchlässige Spiegel erst bei 60 bar empfängt und auch erträgt. Bei 36 bar wurde das Gitter aber schon beschädigt, ohne daß überhaupt Lasertätigkeit auftrat.

Das Gitter ist also zumindest nicht widerstandsfähiger als der Spiegel – durchaus plausibel, wenn man bedenkt, daß für die Widerstandsfähigkeit die Oberflächenrauigkeit entscheidend ist, und ein Gitter stellt eine denkbar raue Oberfläche dar.

Ein genauer Wert für die Zerstörungsschwelle ergab sich aus Messungen der Laserleistung. Dazu ist zunächst zu bemerken, daß mit Abstimmelement die Laserleistung infolge der Linieneinengung geringer ist als ohne. Das ist keine Eigenschaft homogen verbreiteter Laser – ganz im Gegenteil – sondern nur ein spezielles Charakteristikum dieses Lasers. Hier ist der Laserpuls-Aufbau ein dynamischer Vorgang, und die Laserleistung wird von der Größe des Antriebsterms S bestimmt, der nach Gl. (71) von der Linienbreite abhängig ist.

Die Lasertätigkeit setzte bei 25 bar und 126 nm mit Leistungen von etwa 50 W ein. Die Leistung stieg dann sehr schnell mit dem Druck an. Bei 126 nm war bei einem Druck von 28 bar bereits 1 kW erreicht. Bei etwas höheren Leistungen erfolgte jedesmal eine Zerstörung des Gitters. Laserleistung war also nur mit relativ niedrigen Leistungen in einem engen Druckbereich möglich.

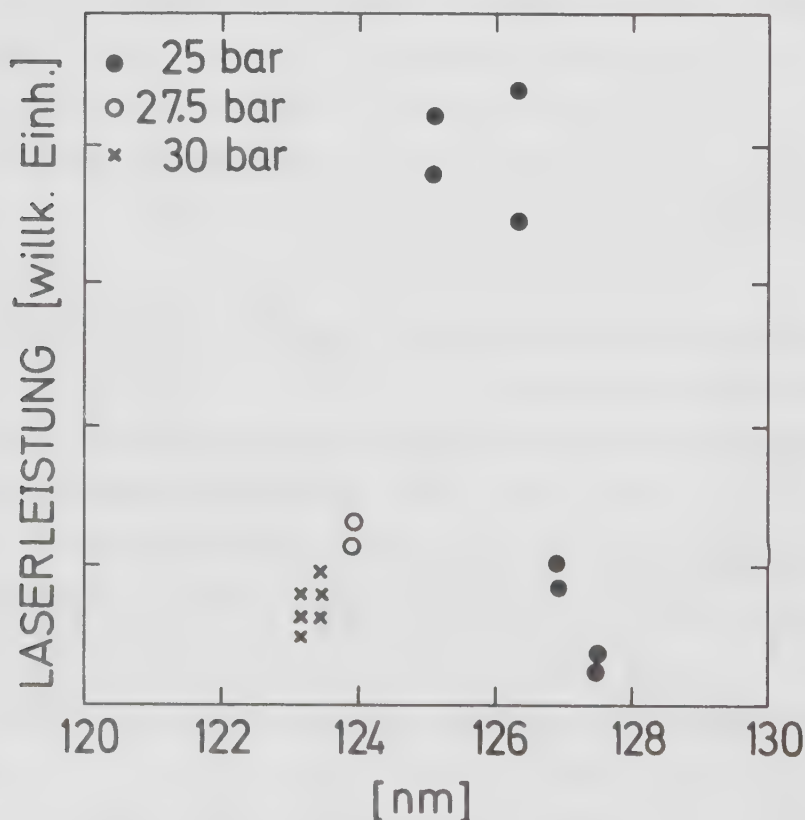


Fig. 57 Laserleistung als Funktion der Wellenlänge

1 kW Laserleistung entspricht einer Leistungsdichte im Resonator von etwa 60 kW/cm^2 . Vorausgesetzt, die Laserleistung verteilt sich auf einen Querschnitt von 5 mm Durchmesser. Aus der Größe der Brennflecke auf dem Gitter (etwa 2 bis 3 mm Durchmesser) folgt aber, daß die Lasertätigkeit sich auf das Zentrum des Anodenrohrs konzentrierte, was zu einer Grenzbelastung von etwa 300 kW/cm^2 führt - erheblich geringer als für "totalreflektierende" Spiegel.

Wie die Laserleistung sich als Funktion der Wellenlänge entwickelte, zeigt Fig. 57. Darin sind die Ergebnisse einer einzigen Schußserie dargestellt, bei der, ausgehend von der langwelligen Seite, der ganze Abstimmbereich Schuß für Schuß durchfahren wurde.

Es ist also erstmals gelungen, den Ar_2^* -Laser abzustimmen. Abstimmbereich (123.2 nm bis 127.4 nm) und Laserleistung (ca. 1 kW) sind durch die Zerstörung des Gitters begrenzt. Um dieses delikate Gitter durch widerstandsfähigere Dispersionselemente zu ersetzen, ist dann versucht worden, den Laser mit einem Prisma abzustimmen.

7.3. Die Prismen

Die alte Lehrbuchweisheit, daß ein Prisma eine wesentlich geringere Dispersion hat als ein Beugungsgitter, trifft zumindest im VUV nicht zu. Wegen der Nähe zur elektromagnetischen Bandkante ändert sich der Brechungsindex der einzigen Materialien, die in diesem Bereich transparent sind (LiF , MgF_2) zwischen 120 nm und 130 nm so stark, daß ein Prisma als alleiniges Abstimmelement verwendet werden kann.

Die Ablenkung δ eines Lichtstrahls bei symmetrischem Durchgang durch einen dünnen Prismenkeil mit dem Kantenwinkel ψ ist näherungsweise gegeben durch

$$\delta = (n_1 - 1)\psi \quad (88)$$

Dabei ist n_1 der Brechungsindex des Prismas. Daraus ergibt sich die Winkeldispersion zu:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \psi \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (89)$$

Um nun eine möglichst niedrige Linienbreite zu erreichen, sollte, nach Gl. (83), die Größe $L_p \cdot (d\delta/d\lambda)$ maximal sein. Nach Gl. (89) sind dazu große Kantenwinkel vorteilhaft, doch darf im VUV nicht die Volumenabsorption des Prismas vergessen werden. Sie bewirkt eine Verminderung des effektiven Reflexionsgrads R_1 und kann so nach Gl. (73), (74) L_p beeinflussen. Nur wenn diese Volumenabsorption vernachlässigbar ist gegen die sonstigen Reflexionsverluste, wird L_p unabhängig von ψ sein, und ein möglichst großer Kantenwinkel ist vorteilhaft. Wenn aber der Kantenwinkel so groß wird, daß die Volumenabsorption dominant wird, dann wird der effektive Reflexionsgrad R_1 von Prisma und Spiegel (mit Reflexionsgrad R) sich mit

$$R_1 \sim R e^{-2\psi} \quad (90)$$

ändern. In Gl. (73), (74) eingesetzt, folgt daraus:

$$L_p \sim \frac{1}{\psi} \quad (91)$$

und die Größe $L_p \cdot \left(\frac{d\delta}{d\lambda}\right)$ wird unabhängig von ψ . Optimal ist also ein Kantenwinkel ψ , bei dem die Volumenabsorption etwa so groß ist wie die anderen Verluste.

Für LiF und MgF_2 ergibt sich auf diese Weise ein Winkel von etwa 15° .

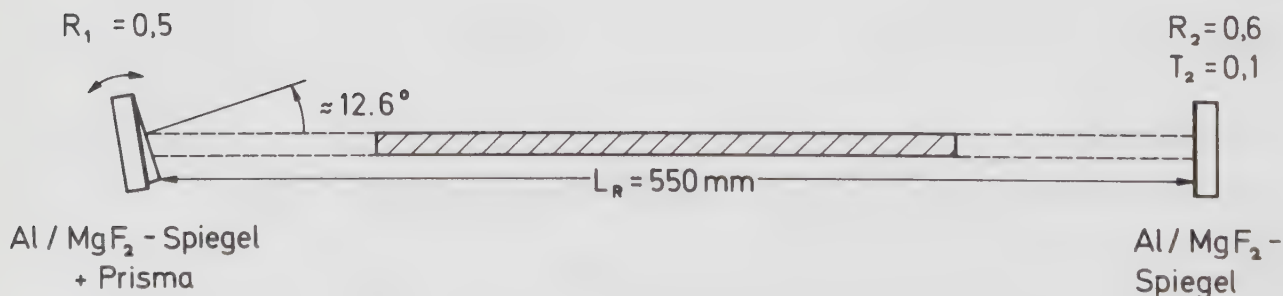


Fig. 58 Resonator-Anordnung für Laser-Abstimmung mit Prisma

Diese Überlegungen sind konkretisiert in Fig. 58, die die Resonatoranordnung für einen prismenabgestimmten Laser darstellt. Tab. 1 faßt die Daten der verwendeten Prismen zusammen.

Zur Vereinfachung der Justierung ist das Prisma direkt auf dem Laserspiegel angebracht. Die Reflexion durch das Prisma wirkt wie ein einziger Durchlauf durch ein Prisma mit doppelt so großem Kantenwinkel, dessen genaue Werte herstellungsbedingt sind.

Diese Prismenanordnung weist Verluste auf: 20 % Reflexionsverluste am Spiegel, 10 % durch Reflexion an den Prismenoberflächen, und etwa 30 % Volumenabsorption. Man erhält dann einen effektiven Reflexionsgrad von 50 %, genau wie beim Gitter. Da aber die Dispersion des Prismas etwas geringer ist, ist zu erwarten, daß die Linienbreite mit Prisma etwas größer ist als mit Gitter.

Eine interessante Komplikation ist die Tatsache, daß MgF_2 doppelbrechend ist. Bei geeigneter Orientierung der optischen Achse sollte Lasertätigkeit auf 2 Linien mit verschiedener Polarisation auftreten.

Daten (126 nm)		LiF	MgF ₂
Brechungsindex	n_1	1.58	1.588
Dispersion	$dn_1/d\lambda$	$-6.75 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$	$-7.1 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$
Doppelbrechung	$n_e - n_o$	---	9.5×10^{-3}
Kantenwinkel	ψ	7.695°	7.95°
Winkeldispersion	$d\delta/d\lambda$	$-1.8 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$	$-1.97 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$

Tabelle 1 Daten der zur Abstimmung verwendeten Prismen
(Wegen der optischen Daten vgl. /64 - 66/
Zum Vergleich: die Winkeldispersion des Beugungsgitters (Kap. 7) beträgt $2.4 \times 10^{-3} \text{ nm}^{-1}$.)

Leider kann auf die Verwendung von MgF_2 -Prismen nicht verzichtet werden. Das einzige, alternative Material LiF ist, wie noch zu zeigen sein wird, noch weniger brauchbar.

Nach dem bisher gesagten sollten die Abstimm-Versuche mit den Prismen die Experimente mit dem Gitter weitgehend reproduzieren. Das war auch der Fall.

Lasertätigkeit setzte regelmäßig bei einem Druck von 30 bar Argon ein. Form und Dauer des Impulses (7 ns) waren identisch mit den Ergebnissen des gitterabgestimmten Lasers. Die Laserleistung, die bis zu 1.7 kW betrug, war begrenzt durch die Zerstörung des teildurchlässigen Spiegels. Mit 0.4 nm lag die Linienbreite (Fig. 59) etwas über den Werten mit Gitter, was, wie in Kap. 7.1. diskutiert, seine Erklärung findet in der etwas geringeren Winkeldispersion des Prismas.

Leider mußte darauf verzichtet werden, den Abstimbereich vollständig zu untersuchen, denn schon nach wenigen Schüssen war es nicht mehr möglich, Lasertätigkeit zu erzielen. Die für eine systematische Untersuchung notwendige Schußzahl einer Versuchsserie konnte nicht erreicht werden.

Der Grund für dieses rätselhafte Verhalten waren nicht etwa Spiegelschäden. Auch am Prisma war keine Beschädigung zu erkennen, und doch lag dort die eigentliche Ursache, denn nach Polieren des Prismas trat regelmäßig wieder Lasertätigkeit auf.

Zwar ist bekannt, daß eine LiF-Oberfläche durch Luftfeuchtigkeit im Laufe einiger Monate undurchlässig für VUV-Strahlung wird /67/, doch erklärt dies nicht die Schnelligkeit, mit der hier frisch poliertes LiF in einer so trockenen Umgebung wie hoch-reinem Argon angegriffen wird.

Eine etwas spekulative Hypothese ist, daß die LiF-Oberfläche durch die Laserstrahlung aktiviert und anschließend von Verunreinigungen mit Konzentrationen im ppm-Bereich angegriffen wird.

Jedenfalls lassen es diese technischen Probleme aussichtslos erscheinen, LiF zu verwenden.

Deshalb wurden die Experimente mit einem Prisma aus MgF_2 wiederholt, das diesen Effekt nicht zeigt.

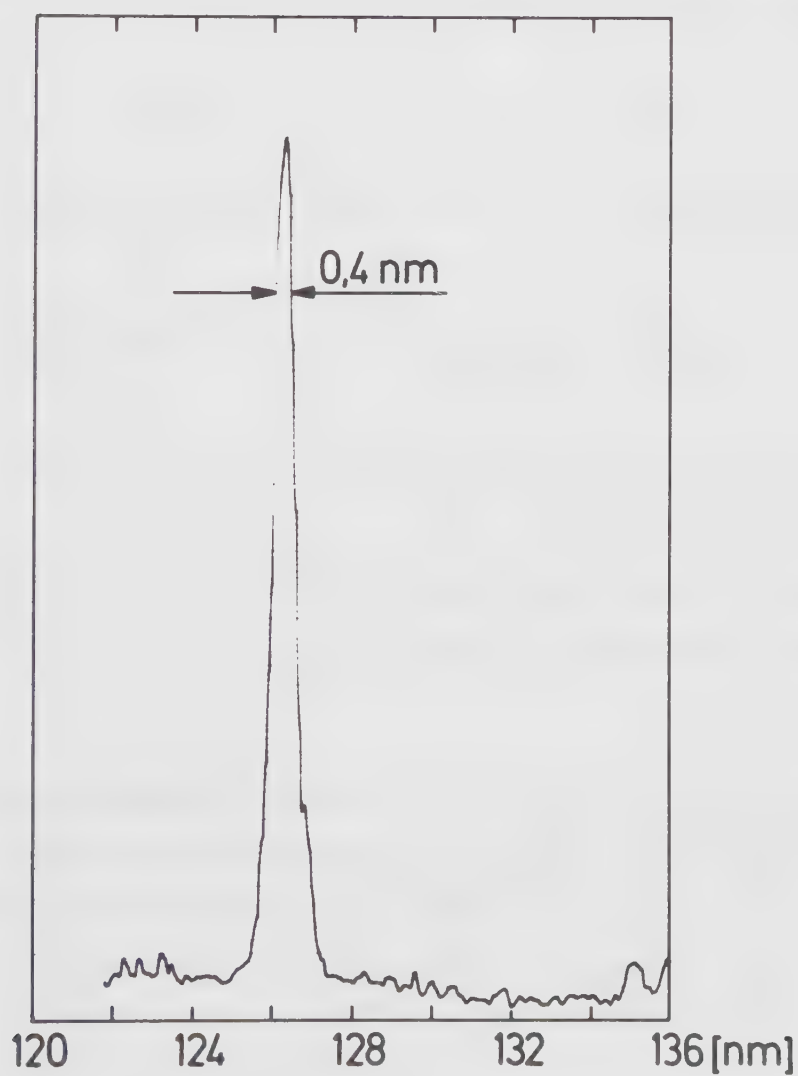


Fig. 59 Laserspektrum bei Abstimmung mit LiF-Prisma

Im Unterschied zu LiF ist MgF_2 weitgehend unempfindlich gegen alle Arten von Strahlen (Röntgen-, UV-, Elektronenstrahlen /68/). Vor allem ist es doppelbrechend.

Da in dem hier verwendeten Prisma die optische Achse parallel zur Oberfläche lag, gab es für die einfallenden Laserstrahlen zwei Brechungsindizes n_e , n_o für außerordentliches bzw. ordentliches Licht.

Die Gleichung (88), die bei durch die Justierung vorgegebenem δ über die Dispersionsbeziehung $n_A(\lambda)$ die Laserwellenlänge bestimmt, hat damit zwei Lösungen:

$$n_e(\lambda_1) = n_o(\lambda_2) \quad (92)$$

Das bedeutet, daß Lasertätigkeit auf 2 Linien möglich ist, deren Abstand sich einfach zu:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{n_e - n_o}{(dn_1/d\lambda)} \quad (93)$$

ergibt. Nach Tab. 1 erhält man dafür einen Wert von 1.3 nm um 126 nm.

Bei dieser Wellenlänge setzte Lasertätigkeit bereits bei einem Druck von 26 bar ein. Die Pulsform unterschied sich in nichts von der mit einem LiF-Prisma gemessenen.

Fig. 60 zeigt ein typisches Laserspektrum, das von der Doppelbrechung des MgF_2 geprägt ist. Der Abstand der beiden Laserlinien beträgt tatsächlich 1.3 nm. Die Halbwertsbreite einer Linie ist 0.4 nm, wie auch mit dem LiF-Prisma. Das ist in Anbetracht der geringen Unterschiede in den optischen Daten nicht weiter verwunderlich.

Lasertätigkeit auf 2 Linien ist nur in einem engen Bereich um 126 nm möglich. Verstimmt man den Laser, dann wird eine der beiden Linien in ein Spektralgebiet

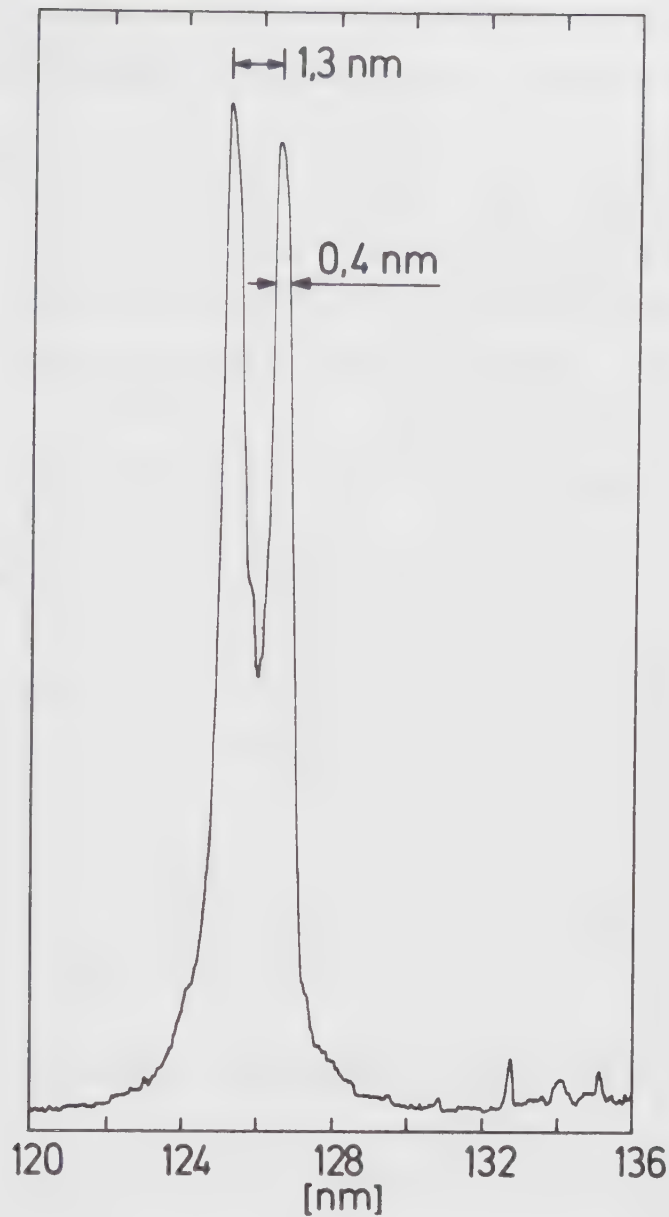


Fig. 60 Laserspektrum mit MgF_2 -Prisma

verschoben, wo die Verstärkung nicht mehr für einen Pulsaufbau ausreicht. Es bleibt dann nur noch eine einzige, schmale Laserlinie übrig. Fig. 61 zeigt das für den Fall der Abstimmung zur kurzwelligen Seite.

Auf der langwelligen Seite war es möglich, durch gleichzeitiges Kippen des Prismas und Erhöhen des Drucks eine Wellenlänge von 128.4 nm zu erreichen. Damit gelang es, den Abstimmungsbereich des Ar_2^* -Lasers über die mit Gitter erzielten Werte hinaus nochmals zu erweitern. Demgegenüber konnte auf der kurzwelligen Seite

Lasertätigkeit nur bis etwa 123.5 nm nachgewiesen werden. Diese Verschiebung des Abstimmbereichs hängt damit zusammen, daß die Absorption des MgF_2 zu kurzen Wellen hin zunimmt.

Das hatte allerdings keinen Einfluß auf die erzielte Leistung, die mit 1.6 kW wieder allein durch den teildurchlässigen Spiegel begrenzt war.

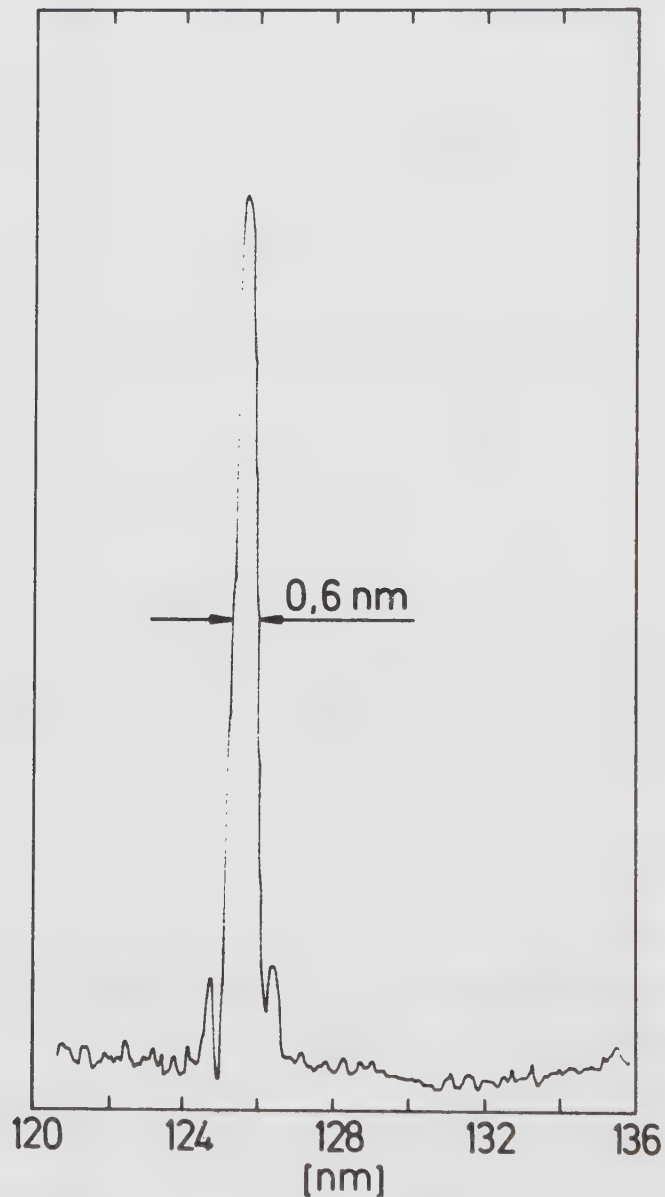


Fig. 61 Kurzwelliges Laserspektrum mit MgF_2 -Prisma

Kann dieser Spiegel nicht, wie in Kap. 6.2., durch eine MgF_2 -Platte ersetzt werden? Solche Experimente wurden durchgeführt. Dabei gelang es zwar, Lasertätigkeit nachzuweisen, aber eine Linieneneigung oder gar eine Veränderung der Wellenlänge konnte nicht beobachtet werden – selbst bei Drücken von 60 bar nicht. Dieses Ergebnis findet seine Erklärung in den Ausführungen von Kap. 7.1.: eine Spiegelfläche mit 5 % Reflexion verkürzt die Lebensdauer der Photonen im Resonator und führt zu einer Erhöhung von $\Delta\lambda_{412}^G$ auf 6.7 nm.

7.4. Zusammenfassung: Abstimmung durch Winkel Dispersion

Die dispersiven Eigenschaften der Abstimm-Elemente sind weitgehend ähnlich gewesen. Das trifft auch auf die experimentellen Ergebnisse zu, die sich wie folgt zusammenfassen lassen:

- a) erstmals ist es geglückt, den Ar_2^* -Laser abzustimmen. Er ist damit der abstimbare Laser mit der kürzesten Wellenlänge;
- b) der Abstimmbereich erstreckt sich von 123.2 nm bis 128.4 nm;
- c) die Linienbreite liegt zwischen 0.25 nm und 0.4 nm;
- d) die Leistung beträgt bis zu 1.7 kW.

Ursache dieser begrenzten Leistung war die Absorption im teildurchlässigen Spiegel, der aber notwendig ist, um überhaupt Abstimmung durch Winkeldispersion zu erreichen (vgl. Kap. 7.3.). Gleichzeitig begrenzte er den Abstimmbereich. Um an den Flanken des Ar_2^* -Kontinuums noch genügend Verstärkung zu produzieren, muß der Verstärkungsgrad im Linienzentrum so weit heraufgesetzt werden, daß die Superfluoreszenz den Spiegel zerstören kann.

8. Schlußfolgerungen

8.1. Rückblick

In dieser Arbeit ist es also erstmals gelungen, den Ar_2^* -Laser abzustimmen.

Mit verschiedenen Resonatoranordnungen konnte reproduzierbar Lasertätigkeit in einem weiten Parameterbereich erzielt werden.

Die Ausgangsleistung war allein durch die Zerstörungsgrenze der Spiegel bestimmt.

Die Interpretation dieser Experimente basiert auf einer Untersuchung der Ar_2^* -Kinetik mit Hilfe einfacher Modelle. Das war in dem hier vorliegenden Fall in besonderer Weise angebracht, weil:

- die Verwendung einer koaxialen Diode die einfache Berechnung der Anregungsrate ermöglicht.
- die zylindrische Form des aktiven Mediums eine ein-dimensionale Behandlung der Lichtausbreitung erlaubt, und damit eine Bestimmung von Absorption und Verstärkung aus Messungen der verstärkten spontanen Emission.
- der hohe Gasdruck zu einer so schnellen Relaxation führt, daß angenommen werden kann, das aktive Medium durchläuft eine Folge von Zuständen, deren Bestimmungsgrößen sich aus Betrachtungen vom Standpunkt der Plasmaerzeugung ergeben.
- die kurze Wellenlänge und die niedrige Zerstörschwelle der VUV-Oberflächen es zulassen, Sättigungseffekte zu vernachlässigen, was zur Folge hat, daß der Aufbau eines Laserpulses und seine wichtigsten Eigenschaften einfach berechnet werden können. Auch kann dann ein Kriterium für die Abstimbarkeit des Lasers hergeleitet werden.

Im Prinzip ist es auf diese Weise möglich, aus den Daten des Elektronenstrahls und des Resonators mit aus der Literatur bekannten Ratenkoeffizienten die Daten eines Laserimpulses zu berechnen. Die einzige Unklarheit besteht in der unerwartet hohen Absorption durch Ar^* -Atome.

8.2. Ausblick

Die Abstimmexperimente im Kapitel 7 haben die Grenzen aufgezeigt, in denen eine Abstimmung durch Winkeldispersion möglich ist. Um aber die Lyman-Alpha-Wellenlänge zu erreichen, sind Abstimmverfahren notwendig, die auf Spiegel mit niedriger Zerstörschwelle verzichten können.

Dafür kommt in erster Linie, wie vom Autor vorgeschlagen, die Verwendung einer Absorptionszelle mit molekularem Sauerstoff in Frage.

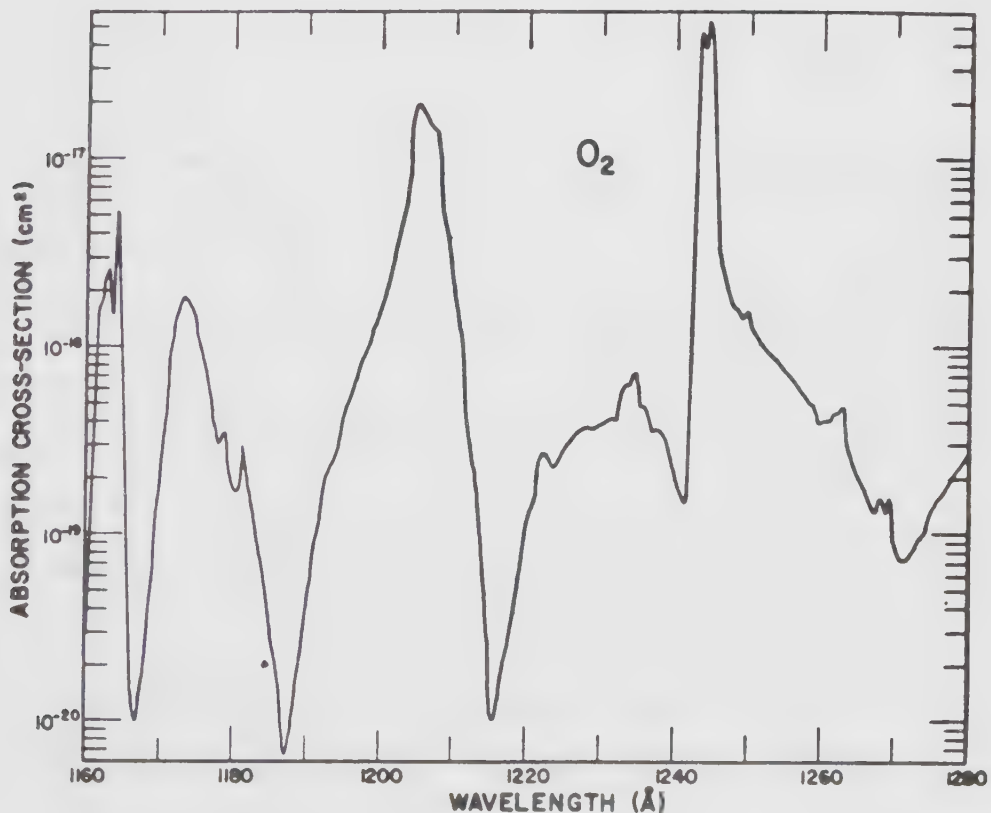


Fig. 62 Absorptionsquerschnitt von molekularem Sauerstoff in der Umgebung von Lyman-Alpha /48/

Sauerstoff hat gerade bei Lyman-Alpha eine Absorption (Fig. 62), die um eine Größenordnung niedriger ist, als im gesamten anderen Bereich des Ar_2^* -Kontinuums.

Würde man eine Druckkammer samt Laserspiegel durch ein dünnes Fenster vom Argon-Gas abtrennen und diese Kammer mit O_2 füllen, dann würde die O_2 -Absorption jegliche Lasertätigkeit außerhalb der Lyman-Alpha-Linie unterdrücken.

Bereits jetzt ist es aber möglich, mit den erzielten Laser-Daten (123.2 nm, 1 kW) Messungen an intensiven Strahlen energiereicher Wasserstoffatome durchzuführen. Solche Strahlen werden zunehmend eingesetzt, um Fusionsplasmen zu heizen. Bei einer Teilchenenergie von 80 keV ist die Dopplerverschiebung so groß, daß die Wasserstoffatome bereits von 123.2 nm-Strahlung angeregt werden. Die praktische Durchführbarkeit derartiger Messungen an bestehenden Fusionsexperimenten wird derzeit geprüft.

Literaturverzeichnis

- /1/ Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules, H. Walther, ed., Springer-Verlag, 1976
- /2/ N.G. Basov, V.A. Danilychev, Yu. M. Popov, Sov.J. Quant.El., 1 (1971), 18
- /3/ W. Finkelburg, Kontinuierliche Spektren, J. Springer, Berlin, 1938
- /4/ Y. Tanaka, A.S. Jursa, F.J. Le Blanc, J. Opt. Soc. Am., 48 (1958), 304
- /5/ F.G. Houtermans, Helv. Phys. Acta, 33 (1960), 933
- /6/ A.L. Schawlow, C.H. Townes, Phys. Rev., 112 (1958), 1940
- /7/ H.A. Koehler, L.J. Ferderber, D.L. Redhead, P.J. Ebert, Phys. Rev., A 9 (1974), 768, A 12 (1975), 968
- /8/ J.B. Gerardo, A. Wayne Johnson, J. Appl. Phys., 44 (1973), 4120
- /9/ P.W. Hoff, J.C. Swingle, C.K. Rhodes, Opt. Comm., 8 (1973), 128
- /10/ E.R. Ault, M.L. Bhaumik, W.M. Hughes, R.J. Jensen, C.P. Robinson, A.C. Kolb, J. Shannon, IEEE J. Quant. El., QE-10 (1973), 1031
- /11/ P.W. Hoff, J.C. Swingle, C.K. Rhodes, Appl. Phys. Lett., 23 (1973), 245
- /12/ W.M. Hughes, J. Shannon, R. Hunter, Appl. Phys. Lett., 24 (1974), 488

- /13/ D.J. Bradley, D.R. Hull, M.H.R. Hutchinson, M.W. McGeoch,
Opt. Comm., 11 (1974), 335

- /14/ D.J. Bradley, D.R. Hull, M.H.R. Hutchinson, M.W. Mc Geoch,
Opt. Comm., 14 (1975), 1

- /15/ K.-H. Steuer, W.-G. Wrobel, IPP 1/168, III/48, (1978)

- /16/ M. Diegelmann, W.-G. Wrobel, K. Hohla, Appl. Phys. Lett., 33
(1978), 525

- /17/ W.-G. Wrobel, H.Röhr, K.-H. Steuer, Appl. Phys. Lett., 36
(1980), 113

- /18/ R.C. Michaelson, A.L. Smith, J. Chem. Phys., 61 (1974), 2566
K.T. Gillen, R.P. Saxon, D.C. Lorents, G.E. Ice, R.E. Olson,
J. Chem. Phys., 64 (1976), 1925

- /19/ D.C. Lorents, Physica, 82 C (1976),19

- /20/ R.P. Saxon, B.Liu, J. Chem. Phys., 64 (1976),3291

- /21/ G. Herzberg, Molecular Spectra and Molecular Structure, I. Spectra
of diatomic molecules. D. van Nostrand, Princeton 1950

- /22/ E.W. Mc Daniel, M.R. Flannery, H.W. Ellis, F.L. Eisele, W. Pope,
T.G. Roberts, Compilation of data relevant to rare gas-rare gas and rare gas-
monohalide excimer lasers, vol. I, Report H - 78 - 1 (1978)

- /23/ F.H. Mies, Molec. Phys., 26 (1973), 1233

- /24/ Vgl. z.B. A. Yariv, Quantum Electronics, 2nd ed., J. Wiley & Sons, Inc.,
New York 1975

- /25/ M.J. Berger, S.M. Seltzer, Tables of Energy-Losses and Ranges of Electrons and Positrons, NAS-NRC Publication 1133 (1964), 205
- /26/ H.M. Colbert, SANDYL, Report SLL - 74 - 0012 (1974)
- /27/ Excimer Lasers, C.K. Rhodes, ed., Springer-Verlag, 1979
- /28/ C.W. Werner, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, (1975)
- /29/ M.H.R. Hutchinson, Appl. Phys., 21 (1980), 95
- /30/ A.V. Eletskii, V.D. Kulagin, Sov. J. Plasma Phys., 5 (1979), 55
- /31/ L.R. Peterson, J.E. Allen jr., J. Chem. Phys., 56 (1972), 6068
- /32/ C.B. Kretschmer, H.L. Petersen, J. Appl. Phys., 34 (1963), 3209
- /33/ P. Kebarle, R.M. Haynes, S.K. Searles, J. Chem. Phys., 47 (1967), 1684
- /34/ J.N. Bardsley, M.A. Biondi, Adv. At.& Molec. Phys., Vol. 6 (1970), 1
- /35/ L. Spitzer jr., Physics of fully ionized gases, 2nd ed., Interscience, New York, 1962
- /36/ V.L. Ginzburg, A.V. Gurevic, Fortschritte der Physik, 8 (1960), 97
- /37/ H. van Regemorter, Astrophys. J., 136 (1962), 906

- /38/ T. Holstein, Phys. Rev. 72 (1947), 1212, 83 (1951), 1159
- /39/ A.H. Futch, F.A. Grant, Phys. Rev. 104 (1956), 356
- /40/ J.W. Keto, R.E. Gleason jr., T.D. Bonifield, G.K. Walters,
F.K. Soley, Chem. Phys. Lett., 42 (1976), 125
- /41/ P. Moerman, R. Bouciqué, P. Mortier, Phys. Lett., 49A (1974), 179
- /42/ G.R. Fournier, Opt. Comm., 13 (1975), 385
- /43/ C.Deutsch, J. Appl. Phys., 44 (1973), 1142
- /44/ K.J. Mc Cann, M.R. Flannery., A. Hazi, Appl. Phys. Lett., 34 (1979),
543
- /45/ C.A. Brau, Appl. Phys. Lett., 29 (1976), 7
- /46/ A.Wayne Johnson, J.B. Gerardo, J. Chem. Phys., 59 (1973), 1738
- /47/ J. E. Velazco, J.H. Kolts, D.W. Setser, J. Chem. Phys., 69 (1978),
4357
- /48/ K. Watanabe, Adv. Geophys., 5 (1958), 153
- /49/ W.M. Hughes, J. Shannon, A. Kolb, E. Ault, M. Bhaumik, Appl.
Phys. Lett., 23 (1973), 385
- /50/ J.B. Gerardo, A. Wayne Johnson, Phys. Rev. A10 (1974), 1204
- /51/ T.N. Rescigno, Topical Meeting on Excimer Lasers, Charleston, 1979
(unveröffentlicht)

- /52/ H.A. Hyman, Appl. Phys. Lett., 31 (1977), 14
- /53/ H. Kayser, R. Ritschl, Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente, J. Springer, Berlin 1939
- /54/ L.W. Casperson, A. Yariv, IEEE J. Quant. El., QE-8 (1972), 80
- /55/ W. Heudorfer, G. Marowsky, F.K. Tittel, Z. Naturf., 33a (1978), 1062
- /56/ C.K. Rhodes, IEEE J. Quant. El., QE-10 (1974), 153
- /57/ A.G. Fox, T.Li, Bell System Techn. J., 40 (1961), 453
- /58/ G. Hass, R. Tousey, J. Opt. Soc. Am., 49 (1959), 593
- /59/ Acton Research Corp., Acton, Mass.
- /60/ R.W. Dreyfus, R.J. von Gutfeld, S.C. Wallace, Opt. Comm., 9 (1973), 342
- /61/ A. Wayne Johnson, J.B. Gerardo, J. Appl.Phys., 45 (1974), 867
- /62/ P.D. Chopra, D.W.O. Heddle, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., 7 (1974), 2421
- /63/ M.H.R. Hutchinson, D. Jones, persönliche Mitteilung
- /64/ D.M. Roessler, W.C. Walker, J. Opt. Soc. Am., 57 (1967), 835
- /65/ M.W. Williams, E.T. Arakawa, Appl. Opt., 18 (1979), 1477

/66/ V. Chandrasekharan, H. Damany, Appl. Opt., 8 (1969), 671

/67/ D.A. Patterson, W.H. Vaughan, J. Opt. Soc. Am., 53 (1963), 851

/68/ D.F. Heath, P.A. Sacher, Appl. Opt., 5 (1966), 937

Herrn Prof. Dr. Walther möchte ich für sein förderndes Interesse an dieser Arbeit und ihre Betreuung danken.

Für ihre kontinuierliche Unterstützung, die diese Arbeit erst möglich machte, danke ich Herrn Dr. v. Gierke und Herrn Dr. Keilhacker.

Dank insbesondere an Herrn Dr. Kaufmann für sein reges Interesse und die Möglichkeit, in seinem Bereich des IPP arbeiten zu können.

Ohne die Begeisterungsfähigkeit und den Enthusiasmus von Herrn Dr. Steuer hätte ich diese Arbeit nie vollendet, aber auch nicht angefangen. Dank ihm und Dank auch an Herrn Dr. Röhr für viele wertvolle Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Braun, der oftmals Unmögliches sofort erledigte. Ich möchte ihm ausdrücklich zustimmen in seiner Auffassung, daß ich ohne ihn noch nicht fertig wäre.

Dank schließlich allen Mitarbeitern des IPP, insbesondere des Bereichs 1, die, ob gewollt oder ungewollt, zum Fortgang dieser Arbeit beigetragen haben.

Für die undankbare Aufgabe, diese Arbeit zu schreiben, danke ich Frl. Heilmair.

Walter-Gerhard Wrobel

geb. 17. Oktober 1952, Strzelin (Polen)

Eltern: Herbert und Ilse Wrobel

- | | |
|----------------|--|
| 1958 | Übersiedlung in die Bundesrepublik Deutschland |
| 1959 | Grundschule |
| 1963 | Gymnasium (math.-nat.) in Stuttgart |
| 1971 | Abitur. Anschließend Physikstudium an der Universität Stuttgart.
Stipendiat der Studienstiftung des deutschen Volkes. |
| 1973 | Vordiplom. Wechsel zur TU München. |
| 1976 | Diplom ("sehr gut"). Diplomarbeit: "Resonanz- und Rayleighstreuung am
Neutralgas in Plasmen". Durchgeführt am MPI für Plasmaphysik
(Prof. Fünfer). |
| Seit 1977 | Doktorarbeit |
| Seit Feb. 1980 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter des MPI für Plasmaphysik |

